

**Bestimmung der Kraftstoffdampfkonzentration in einem Dieselspray in einer
Hochdruck/Hochtemperatur-Brennkammer
mittels Rayleighstreuung**

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften, Abteilung Maschinenbau und Verfahrenstechnik der
Universität Duisburg-Essen
zur Erlangung des akademischen Grades

einer

Doktorin der Ingenieurwissenschaften

Dr.-Ing.

genehmigte Dissertation

von

Anne Adam

aus

Straßburg

Gutachter: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Christof Schulz
Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Burak Atakan
Tag der mündlichen Prüfung: 28. Juni 2012

Erklärung

Ich versichere, dass ich die eingereichte Dissertation selbständig verfasst habe, andere als die von mir angeführten Quellen und Hilfsmittel nicht benutzt und die aus anderen Schriftwerken ganz oder annähernd wörtlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe. Die eingereichte Dissertation war bzw. ist nicht Gegenstand eines Verfahrens an einer anderen deutschen oder ausländischen Fakultät.

Schwieberdingen, November 2011

Anne Adam

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand im Zeitraum Oktober 2005 bis September 2008 im Rahmen einer Industriepromotion in der Abteilung CR/AEE im Zentralbereich Forschung und Vorausbildung der Robert Bosch GmbH in Gerlingen in Zusammenarbeit mit dem Institut für Verbrennung und Gasdynamik der Universität Duisburg-Essen. Dabei wurde ich von vielen Mitarbeitern und Kollegen unterstützt, bei denen ich mich an dieser Stelle herzlich bedanken möchte.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. C. Schulz für die Betreuung dieser Arbeit. Sein großes Interesse und seine wertvollen Anregungen haben entscheidend zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen.

Bei Prof. Dr. B. Atakan bedanke ich mich für die freundliche Übernahme des Koreferats.

Vonseiten der Abteilung CR/AEE wurde ich durch ausgeprägte Diskussions- und Hilfsbereitschaft der Kollegen unterstützt. Stellvertretend für alle Mitarbeiter der Abteilung gilt mein besonderer Dank Herrn Dr. G. Bittlinger, Herrn Dr. P. Leick und Herrn M.Sc. D. Hertlein, welche die Betreuung seitens der Firma Bosch übernahmen. Aus der Abteilung CR/ARG danke ich Herrn Dipl.-Ing. A. Schülke für die Unterstützung seitens der Konstruktion und Herrn U. Prang seitens der Werkstatt.

Des Weiteren danke ich Herrn Dr. M. Fikri der Universität Duisburg-Essen für die Durchführung von Chemkin-Simulationen, die Eingang in diese Arbeit gefunden haben.

Meinen Eltern und meinem Freund Marc Beekenkamp danke ich für Ihre Unterstützung während der gesamten Zeit.

Abstract

A detailed understanding of the combustion process and the formation of pollutants in a Diesel engine needs to be based on an exact knowledge of the evolution of the spatial distribution of fuel and air within the engine cylinder. Such knowledge, which is also essential for the validation of 3D-CFD simulations, can only be obtained via the use of quantitative, accurate and non-intrusive measurement techniques.

For the study of fuel-air mixing, Rayleigh scattering is a promising technique, as a relatively straightforward relationship between signal strength and local fuel concentration can be established, and because this relationship is independent of the local temperature, pressure and oxygen content. Within the framework of this thesis, evaporating Diesel sprays are studied via combined Rayleigh and Mie scattering measurements in an optically accessible high-pressure/high-temperature cell that reproduces the thermodynamic conditions found in the combustion chamber of a Diesel engine during injection. For quantitative two-dimensional measurements of fuel concentrations, a single-component fuel (*n*-decane) is used, injections are carried out in an inert atmosphere, and a calibration method based on propane as a reference gas is developed and tested. This method leads to a relative measurement accuracy of about 4% along the spray axis and 10% near the edge of spray.

It is difficult to distinguish between light scattered by liquid or evaporated fuel, as both scattering processes are elastic. In the former case ("Mie scattering"), droplets are large compared to the wavelength of the incident laser light sheet; in the latter case ("Rayleigh scattering"), the scattering centers are individual fuel molecules, which are much smaller than the laser wavelength. However, three different regions in the spray, which are characterized by a moderate, low or negligible concentration of liquid fuel droplets can be distinguished when the polarization of the incident and signal light is considered.

Two different imaging setups are also investigated: First, a single camera is used and the different polarization components are recorded subsequently; Second, two cameras are used and two polarization components can be recorded simultaneously, i.e. during the same injection event.

Compared to global images of the distributions of the liquid and vapor phases of the injected fuel, which are obtained using a combined schlieren and Mie scattering setup, the Rayleigh/Mie images reveal significantly more details about the spray structure. However, the applicability of the technique is limited at low temperatures because of an insufficient separation of the liquid and vapor phases, and at very high temperatures because of pyrolysis of the fuel molecules.

Kurzfassung

Ein detailliertes Verständnis von Verbrennungsprozessen und der zugehörigen Bildung von Schadstoffen kann nur auf Grundlage detaillierter Kenntnisse über die Bedingungen im Brennraum erfolgen. Die zeitliche und räumliche Entwicklung der Kraftstoff- und Luftverteilung ist dabei eine besonders wichtige Größe. Um solche Informationen zu erhalten, die auch für die Validierung von 3D-CFD-Simulationen essentiell sind, sind quantitative, genaue und störungsfreie Messtechniken erforderlich.

Zur Untersuchung der Kraftstoff-Luft-Gemischbildung ist die Rayleighstreuung ein vielversprechendes Verfahren, da der Zusammenhang zwischen Signalstärke und lokaler Kraftstoffkonzentration relativ leicht ermittelt werden kann und unabhängig von lokalen Umgebungseigenschaften wie Temperatur, Druck und Sauerstoffgehalt ist. In Rahmen dieser Arbeit wurden verdampfende Dieselsprays mittels kombinierter Rayleigh- und Mie-Streulichtmesstechnik untersucht. Die Messungen erfolgen in einer optisch zugänglichen Hochdruck-, Hochtemperatur-Brennkammer, in welcher Umgebungsbedingungen realisiert werden können, die denen einer Dieseleinspritzung entsprechen. Für quantitative 2D-Messungen der Kraftstoffkonzentration wurde ein Einkomponenten-Kraftstoff (n -Dekan) verwendet, die Einspritzungen erfolgten in einer inerten Umgebung und eine Kalibriermethode mit Propan als Referenzgas wurde entwickelt und getestet. Diese Methode führt zu einer relativen Genauigkeit von ca. 4% im Bereich der Sprayachse und 10% am Sprayrand.

Die Trennung zwischen Licht, das von flüssigen Kraftstofftröpfchen oder verdampften Kraftstoff gestreut wurde, ist allerdings schwierig, da es sich in beiden Fällen um elastische Streuprozesse handelt. Im ersten Fall (Miestreuung) ist die Tröpfchengröße im Vergleich zur Wellenlänge des einfallenden Laserlichtschnitts sehr hoch; im zweiten Fall (Rayleighstreuung) sind die Streuzentren einzelne Kraftstoffmoleküle und damit viel kleiner als die einfallende Wellenlänge. Im Spray können drei unterschiedliche Bereiche identifiziert werden, wenn die Polarisation des einfallenden und des gestreuten Lichts berücksichtigt wird. Charakteristisch für diese Bereiche ist eine moderate, geringe oder vernachlässigbar geringe Konzentration an nicht-verdampften Kraftstofftröpfchen. Für die zugehörigen Experimente wurden zwei unterschiedliche Konfigurationen untersucht: Zuerst wurde mit einer einzelnen Kamera gearbeitet und die unterschiedlichen Polarisationkomponenten nacheinander aufgezeichnet. In einem zweiten Schritt wurden zwei Polarisationszustände simultan, d.h. während der gleichen Einspritzung, aufgezeichnet.

Im Vergleich zu rein qualitativen Aufnahmen der flüssigen und verdampften Anteile eines Sprays, die z.B. mit einer kombinierten Schlieren-/Mie-Technik erzielt werden können, sind die Rayleigh-/Mie-Bilder deutlich detaillierter und können teilweise quantitativ ausgewertet werden. Die Anwendbarkeit der Technik wird jedoch bei niedrigen Temperaturen durch eine unzureichende Trennung zwischen flüssigem und verdampftem Kraftstoff begrenzt, und bei sehr hohen Temperaturen durch die Pyrolyse der Kraftstoffmoleküle.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Zukünftige Anforderungen an den Dieselmotor	1
1.2	Inhalt und Ziele der Arbeit	2
2	Grundlagen der dieselmotorischen Gemischbildung und Verbrennung	4
2.1	Gemischbildung und Verbrennung im Dieselmotor	5
2.1.1	Düsengeometrie	6
2.1.2	Strahlzerfall	7
2.1.3	Luft-Entrainment und Sprayverdampfung	9
2.1.4	Zündung und Verbrennung	10
2.1.5	Zeitlicher Ablauf des Prozesses	14
2.2	Luft-/Kraftstoffverhältnis	15
2.2.1	Definition	15
2.2.2	Einfluss der Luftzahl auf die Schadstoffbildung in Dieselmotoren	16
3	Überblick über laserdiagnostische Verfahren zur Messung der Kraftstoffkonzentration	20
3.1	Semiquantitative Messtechnik: Schlierenverfahren	20
3.2	Mie-, Raman- und Rayleighstreuung	22
3.2.1	Miestreuung	23
3.2.2	Rayleighstreuung	26
3.2.3	Ramanstreuung	30
3.3	Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF), Laserinduzierte Exciplex Fluoreszenz (LIEF) ...	31
3.4	Laser Extinktion/Absorption (LEA)	34
3.5	Zusammenfassung	35
4	Versuchsträger und optische Messtechniken	38
4.1	Versuchsträger: die Hochdruck-/Hochtemperaturbrennkammer	38
4.1.1	Eigenschaften der Hochdruck-/Hochtemperaturbrennkammer	39
4.1.2	Wasserstoffvorverbrennung	39
4.1.3	Verwendete Gasgemische und Kraftstoffe	41
4.1.4	Anpassungen des Versuchsträgers an die Anforderungen einer Rayleigh-Messung	42
4.2	Optischer Aufbau für Mie-/Schlieren- und Rayleigh-Messungen	44
4.2.1	Versuchsaufbau der kombinierten Mie-/Schlierenmesstechnik	44
4.2.2	Mie-/Rayleighmesstechnik: Prüfstands Aufbau	47
4.3	Mie-/Rayleighmesstechnik: Vorversuche, Streulichteliminierung, Bildkorrekturen	52
4.3.1	Vorversuche	52
4.3.2	Bildkorrekturen	53
4.3.3	Eliminierung von unerwünschtem Streulicht	54

5	Quantifizierung der Verteilung des flüssigen und verdampften Kraftstoffs	57
5.1	Rayleighmesstechnik zur Bestimmung der Kraftstoffkonzentration	57
5.1.1	Grundlagen der Quantifizierungsstrategie zur Bestimmung der Kraftstoffkonzentration	57
	Theoretische Grundlagen zur Bestimmung der λ -Verteilung	61
5.1.2	Quantifizierung der Kraftstoffkonzentration	63
5.1.3	Fehlerabschätzung.....	72
5.1.4	Verringerung des Rayleighsignals bei erhöhten Temperaturen.....	77
5.2	Visualisierung der Verteilung des flüssigen und des verdampften Kraftstoffs.....	82
5.2.1	Visualisierung der Verteilung des flüssigen und des verdampften Kraftstoffs mit Mie-/Schlierenverfahren	82
5.2.2	Visualisierung der Verteilung des flüssigen und des verdampften Kraftstoffs mit kombinierter Mie-/Rayleighmesstechnik	85
6	Anwendung der Rayleighmesstechnik zur Messung der Kraftstoffkonzentration	93
6.1	Messung der Kraftstoffkonzentration durch Rayleighstreuung	93
6.1.1	Variation der Laserlichtschnittposition.....	93
6.1.2	Statistische Analyse.....	95
6.2	Zeitlicher Verlauf der Kraftstoffkonzentration	99
6.3	Einfluss der Umgebungstemperatur und -dichte auf das Spray.....	101
6.3.1	Einfluss der Umgebungstemperatur auf das Spray	101
6.3.2	Einfluss der Gasdichte auf die Eigenschaften des Sprays	105
6.4	Untersuchung des Sprayverhaltens und Ermittlung der Kraftstoffkonzentration bei Variation des Einspritzdrucks	107
6.5	Zusammenfassung der Rayleigh-Messergebnisse.....	110
7	Zusammenfassung und Ausblick.....	112
8	Anhang.....	115
9	Referenzen.....	118

Nomenklatur

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Bedeutung
AGR	Abgasrückführung
CFD	Computational Fluid Dynamics
CR	Common Rail
DI	Direct Injection (Direkteinspritzung)
DNS	Direkte Numerische Simulation
HC	Kohlenwasserstoffe
HE	Hydroerosiv
ICCD	Intensified Charge Coupled Device
IG	Ideale Gasgleichung
KW	Kurbelwinkel
LDA	Laser Doppler Anemometrie
LEA	Laser Extinktion/Absorption
LIEF	Laser-Induced Exciplex Fluorescence
LIF	Laser-Induced Fluorescence
LII	Laser-Induced Incandescence
LLS	Laserlichtschnitt
LR	Lineare Regression
PAK	Polyzyklische aromatische Kohlenwasserstoffe
PDA	Phasen-Doppler-Anemometrie
PIV	Particle Image Velocimetry
Pkw	Personenkraftwagen
PTV	Particle Tracking Velocimetry
RCM	Rapid Compression Machine
RK	Redlich-Kwong
SCR	Selective catalytic reduction
SoE	Start of Energization (Bestromungsbeginn)
SoI	Start of Injection (Beginn der Einspritzung)
SRK	Soave Redlich-Kwong
SRV	Signal-Rausch-Verhältnis
VCO	Valve-Covered Orifice
ZV	Zündverzug

Symbolverzeichnis

Lateinische Symbole

Symbol	Einheit	Bedeutung
a	$[10^{-1} \text{ MPa} \cdot \text{l}^2/\text{mol}^2]$	Kohäsionsdruck
b	$[\text{l}/\text{mol}]$	Kovolumen
C_{dampf}	$[\text{mol}/\text{m}^{-3}]$	Teilchendichte in der Dampfphase
d	$[\mu\text{m}]$	Durchmesser eines Tröpfchens bzw. eines Teilchens
d_B	$[\text{mm}]$	Durchmesser einer Schlierenblende
dm/dy	$[\text{mg}/\text{mm}]$	Gesamte Kraftstoffmenge
\vec{E}	$[\text{V}/\text{m}]$	Elektrisches Feld
E_L	$[\text{mJ}]$	Laserpulsenergie
f	$[\text{mm}]$	Brennweite einer Linse
I	$[\text{mW}/\text{cm}^2]$	Intensität des Lichts
K	$[-]$	Dunkelstrom des CCDs
K_{ext}	$[\text{m}^{-1}]$	Extinktionsfaktor einer Tröpfchenwolke
K_{sca}	$[\text{m}^{-1}]$	Streufaktor einer Tröpfchenwolke
L	$[\text{m}]$	Optische Weglänge
m	$[-]$	Komplexer Brechungsindex (Abschnitt 3.2.1)
m	$[\text{g}]$	Masse
M	$[\text{g}/\text{mol}]$	Molare Masse
$M(t)$	$[\text{mg}/\text{ms}]$	Eingespritzte Kraftstoffmenge
n	$[-]$	Brechungsindex
N	$[\text{cm}^{-3}]$	Teilchendichte
N_0	$[6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}]$	Avogadrozahl
\vec{p}	$[\text{D}]$	Dipolmoment
p	$[\text{MPa}]$	Druck
p_g	$[\text{MPa}]$	Gas- bzw. Kammerdruck
p_{inj}	$[\text{MPa}]$	Einspritzdruck
\dot{Q}	$[\text{W}/\text{m}^2/\text{K}]$	Wärmeübergangsfaktor
q_{inj}	$[\text{mm}^3]$	Eingespritzte Kraftstoffmenge
R	$[8,31472 \text{ J}/\text{mol} \cdot \text{K}]$	Allgemeine Gaskonstante
r	$[\text{m}]$	Radius
R_L	$[\text{mol}/\text{cm}^3]$	Refraktivität
S	$[\text{mm}]$	Eindringtiefe
t	$[\text{s}]$	Zeit (insbesondere Zeitpunkt nach SoE)
T	$[\text{K}]$	Temperatur
T_g	$[\text{K}]$	Gas- bzw. Kammertemperatur

V	[cm ³]	Erfassungsvolumen
V_0	[22,414 l/mol]	Molares Standard-Volumen für ideale Gase
w	[-]	Azentrischer Faktor
(x,y,z)	[m]	Kartesische Koordinaten

Griechische Symbole

Symbol	Einheit	Bedeutung
α	[A ² s ⁴ kg ⁻¹]	Polarisierbarkeit
$\alpha(\lambda)$	[1/m]	Absorptionsfaktor bei der Wellenlänge λ
δ	[°]	Spritzwinkel
ε	[%]	Messfehler
ε_0	[8.854·10 ⁻¹²]	Dielektrizitätskonstante des Vakuums
χ	[-]	Molenbruch
γ	[cm ³]	Anisotropie
ϕ	[°]	Spraykegelwinkel
ϕ	[-]	Äquivalenzverhältnis (Kapitel 2)
η	[-]	Detektionseffizienz
λ	[-]	Luftzahl (Kapitel 2)
λ	[nm]	Wellenlänge
$\lambda_{\text{Verdampfung}}$	[m ² /s]	Verdampfungskonstante
ρ	[g/cm ³]	Dichte
σ	[cm ²]	Rayleighstreuquerschnitt
σ_{Raman}	[cm ²]	Ramanstreuquerschnitt
Ω	[sr]	Raumwinkel
τ	[-]	Optische Dicke
ω	[Hz]	Frequenz
Ψ_{geo}	[°]	Höhenwinkel

1 Einleitung

1.1 Zukünftige Anforderungen an den Dieselmotor

Anfang 2009 lag der Fahrzeugbestand weltweit bei etwa 950 Millionen Personenwagen oder Nutzfahrzeugen. Diese Zahl wird voraussichtlich bis Anfang 2015 um gut 10% auf 1,1 Milliarden zunehmen. Das Wachstum wird vor allem durch hohe Zuwachsraten in Asien (43% Wachstum) und Osteuropa (33% Wachstum) gesichert. Der Fahrzeugbestand wird allerdings auch in Westeuropa und auf dem amerikanischen Kontinent weiter wachsen (8% Wachstum werden erwartet). Am 1. Januar 2009 waren in Deutschland 49,6 Millionen Kraftfahrzeuge zugelassen [Autobild, 2010; Kfz-Auskunft, 2010]. 10 Millionen davon waren Dieselfahrzeuge. Außerdem hat 2008 sich jeder zweite Neuwagenkäufer in Deutschland für ein Dieselfahrzeug entschieden. Ein wichtiger Grund für diesen Trend ist die Einführung der Direkteinspritzung und der Abgasturboaufladung beim Dieselmotor. Der Komfort und die Fahrdynamik werden dadurch positiv beeinflusst. In Verbindung mit dem effizienteren thermodynamischen Prozess des Dieselmotors wird ein 20-30%-iger Verbrauchsvorteil gegenüber einem Ottomotor mit gleicher Leistung erreicht. Im Gegenteil zu Ottomotoren wo der Kraftstoff komplett vorgemischt ist, weisen Dieselmotoren Emissionen an Ruß auf und, in Abwesenheit von Katalysator, sind die Emissionen an Stickoxiden (NO_x) auch höher. Um die Belastung für die Umwelt zu begrenzen, werden von der EU seit 1992 sukzessive stringendere Abgasrichtlinien eingeführt (siehe Tabelle 1-1). In der EURO V-Stufe, die am 1. September 2009 in Kraft getreten ist, sind die zulässigen Rußpartikelemissionen gegenüber der seit 2005 geltenden Euro IV Norm um 80% reduziert, während die Grenzwerte für HC- und NO_x -Emissionen um 0,070 g/km gesenkt wurden.

Norm	Jahr	CO [g/km]	HC+NO _x [g/km]	NO _x [g/km]	Partikel [g/km]
EURO I	1992	2,720	0,970	-	0,140
EURO II	1996	1	0,900	-	0,100
EURO III	01/2000	0,640	0,560	0,500	0,050
EURO IV	01/2005	0,500	0,300	0,250	0,025
EURO V	09/2009	0,500	0,230	0,180	0,005
EURO VI	09/2014	0,500	0,170	0,080	0,005

Tabelle 1-1: Evolution der Emissionsgrenzwerte für Pkw-Dieselmotoren [Ademe, 2007].

Um diesen EU-Normen entsprechen zu können, wurden in den letzten Jahren mehrere Strategien bezüglich der Abgasnachbehandlung und der Optimierung des Brennverfahrens diskutiert. Zum einen kommen sekundäre Maßnahmen in Betracht. Dazu zählen der Einsatz von Abgasnachbehandlungssystemen wie dem Dieselpartikelfilter zur Absenkung der Zahl der Rußpartikel und der selektiven katalytischen Reduktion (SCR) mit Harnstoffzugabe für die Verminderung der Stickoxidemissionen. Zum anderen müssen primäre Maßnahmen durchgeführt werden, welche die Schadstoffbildung schon im Brennraum reduzieren. Dazu werden Fortschritte bei den Einspritzkomponenten, z.B. durch neue Düsen- und Injektor-

konzepte in Verbindung mit höheren Einspritzdrücken, Erfolg bringen [Dohle, 2004]. Um diese Komponente optimal auszulegen ist ein besseres Verständnis der dieselmotorischen Gemischbildung und der Verbrennungsprozesse nötig. Die Analyse und die Optimierung dieser Prozesse ermöglicht die Erfüllung strenger Emissionsnormen ohne dass größere Verbrauchs- und Dynamiknachteile in Kauf genommen werden zu müssen. Vorgänge wie Kraftstoffverteilung und Schadstoffentstehung vor und während des Verbrennungsvorgangs müssen deswegen untersucht werden. Ohne ihr detailliertes Verständnis sind die Entwicklung und der Einsatz hochoptimierter Verbrennungsprozesse im zukünftigen Dieselmotor nicht möglich. Die Aufklärung der komplexen Zusammenhänge zwischen den dieselmotorischen Teilprozessen von der Kraftstoffeinbringung über die Verdampfung bis hin zu Entflammung, Gemischbildung und Verbrennung ist eine besondere Herausforderung sowohl für das Experiment als auch für die motorische Simulation mittels 3D-CFD (Computational Fluid Dynamics).

Für eine *in-situ* Beobachtung der Mischungs- und Verbrennungsprozesse sind zweidimensionale abbildende laserdiagnostische Verfahren leistungsfähige Werkzeuge, die ihre Fähigkeiten in transparenten Dieselmotoren und Hochdruck-/Hochtemperaturbrennkammern bereits öfters bewiesen haben. Unter anderem wurden Messtechniken wie die Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF), die Laserinduzierte Inkandescenz (LII), die Streuung (Raman, Rayleigh, und Mie), das Laser-Extinktion-Absorption (LEA) und das Schlierenverfahren zur Visualisierung des Dieselsprays, der Verbrennungsprozesse oder der Schadstoffbildung im Brennraum als berührungsfreie, orts- und zeitaufgelöste Verfahren eingesetzt. Als weitere Beobachtungsmöglichkeiten zählen auch Abgasuntersuchungen, Verbrauchs- und Leistungsanalysen.

Zusätzlich zum Experiment gilt die dreidimensionale numerische Simulation (3D-CFD) als unverzichtbares Werkzeug für die Auslegung und Optimierung von innermotorischen Prozessen. Eine direkte Simulation des Gesamtprozesses unter Einbindung aller Strömungsmechanismen, physikalischen und chemischen Details ist aufgrund der Vielzahl von Parametern nicht praktikabel. Stattdessen wird das gesamte System in Submodelle unterteilt, einzelne Phänomene sind daher zu vernachlässigen. Um Modelle zu validieren, sind möglichst detaillierte experimentelle Ergebnisse unbedingt nötig.

1.2 Inhalt und Ziele der Arbeit

Ziel der vorliegenden Arbeit ist, anhand *in-situ* laserdiagnostischer Messtechniken, die experimentelle Beobachtung der Verteilung des flüssigen und dampfförmigen Kraftstoffes und die Quantifizierung der Kraftstoffkonzentration im verdampften Spray. Als vereinfachter Versuchsträger wird eine Hochdruck-/Hochtemperaturbrennkammer verwendet. Damit können die wesentlichen dieselmotorischen Randbedingungen eingestellt und deren Einfluss charakterisiert werden, ohne die Ladungsbewegung mit dieselmotortypischem Strömungsfeld eines Motors in Kauf nehmen zu müssen.

Eine zeit- und ortsaufgelöste kombinierte Schlieren/Mie-Messtechnik, deren Entwicklung von Pauer vorgestellt wurde [Pauer, 2001], ermöglicht die gleichzeitige Visualisierung von

flüssigem und verdampftem Kraftstoff des gesamten Dieselsprays. Eine genauere Trennung zwischen den beiden flüssigen und verdampften Bereichen ist mit dieser Methode allerdings schwer möglich. Außerdem bietet dieses Verfahren nur eine qualitative Beobachtung des Sprays, die quantitative Bestimmung der lokalen Kraftstoffkonzentration in dem verdampften Spray ist daher nicht möglich. Um solche Messungen zu ermöglichen, liegen die Schwerpunkte der vorliegenden Arbeit in der Entwicklung einer kombinierten Mie- und Rayleighstreuungsmesstechnik als zeit- und orts aufgelöstes quantitatives Lasermessverfahren.

Die Arbeit beginnt mit einer kurzen Übersicht über die Prozessabläufe beim dieselmotorischen Gemischbildungs- und Verbrennungsvorgang (Kapitel 2) und mit einem Überblick über laserbasierte Messverfahren (Kapitel 0). Dabei wird die Rayleighstreuung zur Messung der Kraftstoffdampfkonzentration mit anderen laseroptischen Verfahren verglichen.

Die Versuche dieser Arbeit werden an einer Hochdruck-/Hochtemperaturbrennkammer durchgeführt. Diese wird im 4. Kapitel beschrieben. Für die Untersuchungen werden Common-Rail (CR) Serieneinspritzkomponenten verwendet. Die Einspritzdüse ist eine seriennahe 3-Loch-Düse. Als Kraftstoff wird *n*-Dekan verwendet, dessen Dichte und Verdampfungseigenschaften besser bekannt sind als die von Diesel. *n*-Dekan ist außerdem eine der leichtflüchtigsten Komponenten im Diesel, so wird eine bessere Trennung zwischen Flüssigkeit und Dampf ermöglicht.

Diese Arbeit konzentriert sich auf den Verdampfungsprozess. Daher wurden die Zünd- und Verbrennungsprozesse nicht untersucht. Das Potenzial des Rayleighverfahrens als präzise, lokale, zeitaufgelöste zweidimensionale Messtechnik zur Bestimmung der Kraftstoffkonzentration im *verdampften* Spray unter *inerten* Bedingungen in einer Atmosphäre bei hoher Temperatur wird untersucht. Dabei wird eine Quantifizierungsstrategie und eine Abschätzung der dabei begangenen Fehler in Kapitel 4 präsentiert. In diesem Kapitel werden zusätzlich die kombinierte zeit- und orts aufgelöste Mie-/Rayleighstreuungsmesstechnik und deren Polarisationsseigenschaften zur Visualisierung der Verteilung des flüssigen und des verdampften Kraftstoffs in inerter Atmosphäre präsentiert. Dieses Verfahren wird mit der Mie-/Schlierenmesstechnik verglichen.

Die Konstruktion des Versuchsträgers und des experimentellen Aufbaus ermöglichen präzise und reproduzierbare Messungen und die Variation von verschiedenen experimentellen Parametern wie Umgebungsgastemperatur, Umgebungsgasdichte und Einspritzdruck. Fragen über die Kraftstoffverteilung und die Kraftstoffkonzentration in Abhängigkeit dieser Parameter werden in Kapitel 6 beantwortet.

2 Grundlagen der dieselmotorischen Gemischbildung und Verbrennung

Im Dieselmotor wird der flüssige Kraftstoff unter hohem Druck in heiße, komprimierte Luft in den Brennraum eingespritzt. Der Treibstoff verdunstet und vermischt sich mit der Luft. Währenddessen startet der Selbstzündungsprozess die Verbrennungsphase in deren Verlauf Energie freigesetzt wird und Schadstoffe entstehen können. Der gesamte Prozess aus Einspritzung, Gemischbildung, Zündung und Verbrennung muss innerhalb von wenigen Millisekunden beim schnelllaufenden Motor erfolgen.

In Abbildung 2-1 sind die Einflüsse und komplexen Zusammenhänge der Teilprozesse dargestellt. Dabei wird klar, dass aufgrund der Vielzahl von wechselseitigen Abhängigkeiten eine isolierte Betrachtung einzelner Parameter für das Verständnis der Vorgänge nicht zielführend ist. Deswegen muss jede Untersuchung und nachfolgende Analyse den Gesamtzusammenhang im Blick halten.

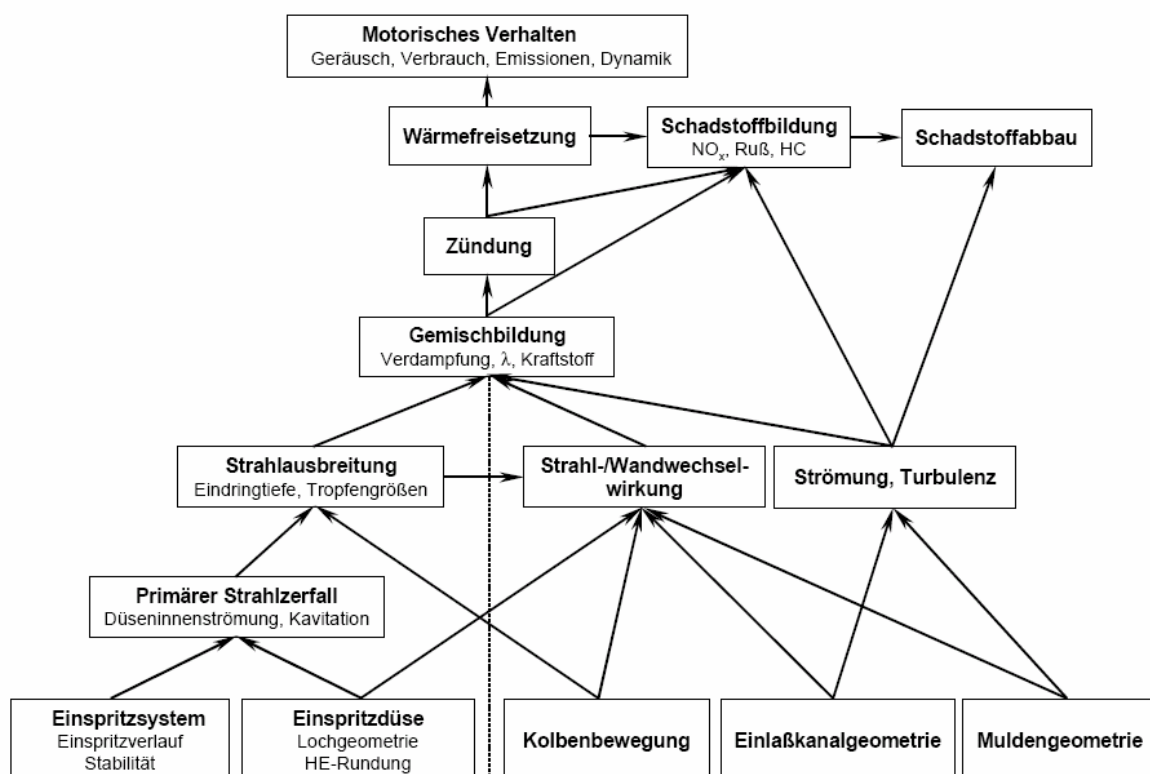


Abbildung 2-1 Prozessabläufe beim dieselmotorischen Gemischbildungs- und Verbrennungsvorgang [Pauer, 2001; Renner und Maly, 1998].

Moderne Pkw-Dieselmotoren arbeiten als Viertaktmotoren. Eine Mischung aus Frischluft und Abgas wird dem Motor zugeführt und verdichtet. Die Verdichtungsverhältnisse liegen zwischen 16:1 und 18:1. Nach der Zündung werden im Brennraum Drücke von bis zu 200 bar und lokale Temperaturen bis zu 2300 K erreicht. Der Kraftstoff wird durch direkte Ein-

spritzung in den Brennraum eingebracht. Heutige Common Rail (CR)-Einspritzsysteme arbeiten mit Einspritzdrücken von 2000 bar und mehr. Die Druckerzeugung erfolgt durch eine Hochdruckpumpe, die den Kraftstoff in einen Speicher (Rail) fördert. Die Injektoren werden aus dem Speicher mit Kraftstoff versorgt. Dieses System ermöglicht eine Trennung von Einspritzdruck- und Mengenregelung, hierdurch sind zahlreiche Freiheitsgrade zur Gestaltung des Brennverfahrens erreichbar [Bosch, 2003]. Der Einspritzdruck ist frei einstellbar und bleibt während der Einspritzung nahezu konstant. Außerdem besteht die Möglichkeit einer Mehrfacheinspritzung: Eine kleine Voreinspritzung führt zu einer Vorverbrennung bevor die Hauptverbrennung stattfindet. Damit wird eine plötzliche Brennraumdruck- und temperaturerhöhung vermieden und dadurch das Verbrennungsgeräusch verringert. Eine Nach-einspritzung unter hohem Druck ist förderlich für die Durchmischung und kann dazu beitragen, den durch die Verbrennung erzeugten Ruß nachzuoxidieren oder bei entsprechenden Abgasnachbehandlungskonzepten die Abgastemperatur, z.B. zur Regeneration des Partikelfilters, zu erhöhen.

Durch Einspritzung des Kraftstoffs in den Brennraum finden der Gemischbildungsprozess und die Verbrennung statt. Diese werden im folgenden Abschnitt beschrieben, anschließend wird die Luftzahl λ und deren Einfluss auf die Schadstoffemissionen diskutiert.

2.1 Gemischbildung und Verbrennung im Dieselmotor

Der Verbrennungsvorgang im Dieselmotor hängt davon ab, wie der Kraftstoff in den Brennraum eingespritzt wird. Zu den wichtigsten Kriterien zählt unter anderem die Aufbereitung des Luft-Kraftstoff-Gemischs. In Abbildung 2-2 sind die auftretenden Prozesse der Einspritzung und Gemischbildung dargestellt.

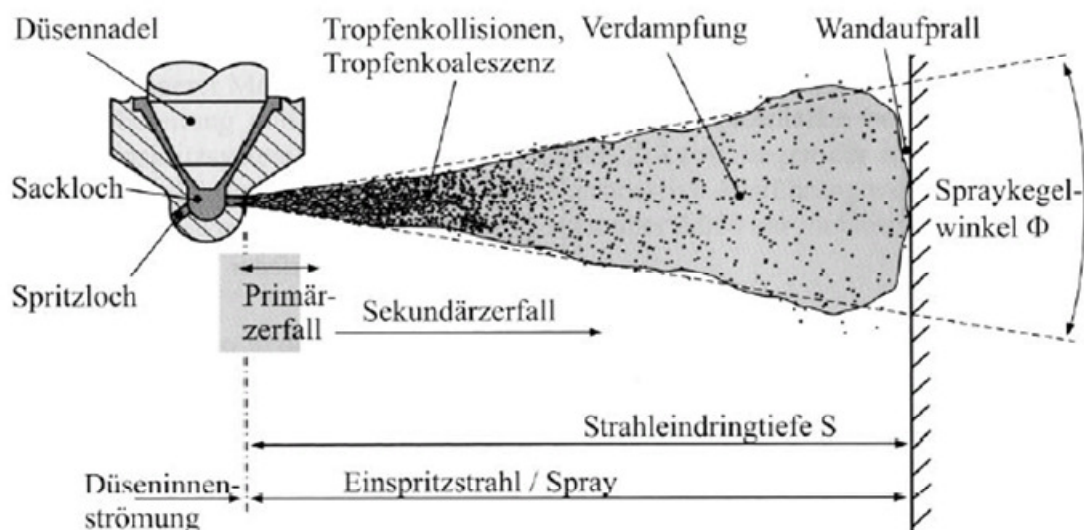


Abbildung 2-2 Schematische Darstellung der Sprayausbreitung, des Strahlzerfalls und der Verdampfung [Merker et al., 2004].

Der keulenförmige Strahl in der Nähe des Düsenaustritts besteht aus einer Mischung aus größeren Kraftstofftropfen und Luft: den flüssigen Strahlkern, welcher eine hohe Geschwindigkeit hat. In der Umgebung des Strahlkerns befindet sich ein Mantel mit verdampftem

Kraftstoff, hohem Luftanteil und entsprechend abnehmender Geschwindigkeit. Dieser Mantel kann als Gasphase beschrieben werden. Bei der Sprayausbreitung wird die Gasphase ständig vom Strahlkern mit Kraftstoffdampf angereichert, während für den nachfolgend eingespritzten Kraftstoff sich nach einer gewissen Zeit ein stationärer Zustand mit konstanter Eindringtiefe einstellt. Mit zunehmender Eindringtiefe S bleibt der Kegelwinkel Φ nahezu konstant und die Geschwindigkeit der Strahlspitze nimmt ab [Pischinger, 2000].

Die wichtigsten makroskopischen Spraygrößen sind die Eindringtiefe S und der Strahlkegelwinkel Φ , beide sind von Injektorverhalten, Düsensdesign, Einspritzdruck und -dauer sowie von der Dichte und Temperatur des umgebenden Gases abhängig [Pauer, 2001]. Die flüssige bzw. dampfförmige Sprayeindringtiefe ist als Abstand zwischen Düsenaustritt bis zum Ende der flüssigen bzw. dampfförmigen Phase des Sprays im Brennraum definiert.

Der Einspritzdruck spielt bei der Gemischbildung eine wichtige Rolle: eine Steigerung des Einspritzdruckes und damit des Strahlimpulses beschleunigt die Sprayausbreitung hat aber praktisch keinen Einfluss auf die maximale Eindringtiefe der Flüssigphase, erhöht aber die Eindringtiefe der Dampfphase. Der höhere Einspritzdruck intensiviert die Wechselwirkung zwischen Gasphase und Tropfen und führt zu einer Steigerung der Verdampfungsrates. Diese wirkt sich ausgleichend auf die Eindringtiefe der Flüssigphase für verschiedene Einspritzdrücke bei konstantem Gegendruck aus [Zeh, 2003]. Die Eindringtiefe der Sprayflüssigphase und die Ausbreitung des verdampften Strahls spielen eine zentrale Rolle für das Verbrennungs- und Emissionsverhalten des Motors. Eine große Kraftstoffdampfpenetration in den Brennraum ist nötig, um eine gute Kraftstoff-Luft Mischung und eine hohe AGR-Toleranz zu ermöglichen. Ein tiefes Eindringen der Flüssigphase oder eine Wechselwirkung zwischen flüssigem Spray und Kolbenwand führt allerdings zu höheren Emissionen: die Vermeidung einer Wechselwirkung von unverdampften Spray und der Wand bei niedriger Drehzahl und geringer Aufladung führt zu günstigen HC-Emissionen. Bei hoher Drehzahl führt dies zu niedrigen Rußemissionen [Zhang, 1997].

2.1.1 Düsengeometrie

Die Schnittstelle zwischen dem Einspritzsystem und dem Brennraum bildet die Düse. Die Aufgabe der Einspritzdüse ist, den Kraftstoff durch Umwandlung von Einspritzdruck in kinetische Energie zu beschleunigen und anschließend im Brennraum fein zu verteilen. Zwei Düsentypen können zum Einsatz kommen und sind in Abbildung 2-3 dargestellt: die Sack- und die Sitzlochdüse. Bei Sitzlochdüsen wird auf Höhe der Spritzlöcher durch die Düsen-nadel abgedichtet und bei Sacklochdüsen oberhalb der Spritzlöcher. Dadurch ergibt sich ein größeres Totvolumen, in dem der Kraftstoff nach Ende der Einspritzung verbleibt und zu späteren Zeitpunkten austritt. Dadurch werden die HC-Emissionen erhöht. Die Zuströmung vom Sitzbereich zu den Spritzlöchern ist abhängig vom Düsentyp. Bei Sacklochdüsen hängt der Strömungszustand weniger stark von der exakten Nadelposition ab. Aufgrund des größeren Abstands zwischen Spritzlochzulauf und Dichtlinie sind diese daher robuster.

Heutige Dieseldüsen für Pkw haben fünf bis acht Spritzlöcher, über deren Form und Gestaltung eine gezielte Beeinflussung des Sprays möglich ist. Es ist möglich, entweder rein zylindrische oder konische Spritzlöcher zu fertigen. Die Konizität wird durch den k -Faktor bewertet, welcher die Stärke der Verengung am Spritzlochaustritt beschreibt. Die kontinuierliche Verengung bringt Vorteile in der Gemischbildung durch tieferes Eindringen des

Kraftstoffsstrahls in den Brennraum. Die Einlaufkanten des Spritzlochs sind hydroerosiv (HE) verrundet. Die HE-Verrundung verbessert die Einströmbedingungen ins Spritzloch und vor allem reduziert sie die Kavitation, d.h. das Entstehen von Kraftstoffdampfblasen aufgrund eines Abfalls des statischen Drucks durch die große Strömungsbeschleunigung. Kavitation führt zu langsamerem Eindringen und kleinerer Eindringtiefe des Sprays und folglich zu einer schlechteren Gemischbildung. Detaillierte Informationen bezüglich Düsenauslegungen finden sich in [Winter, 2004; Potz, 2000].

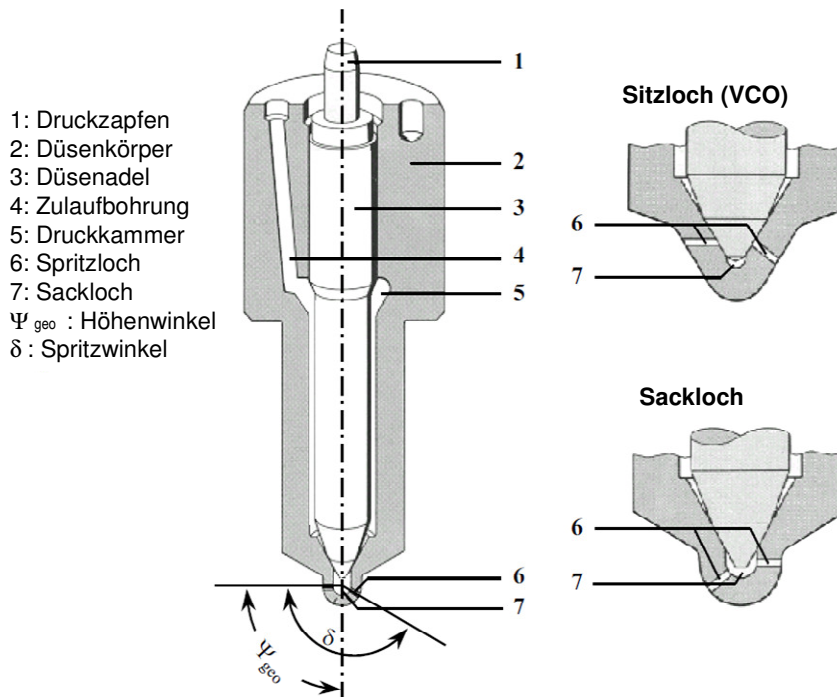


Abbildung 2-3 Sackloch- und Sitzlochdüsen

2.1.2 Strahlzerfall

Die Flüssigkeit, die eine Düse verlässt, zerfällt in kleine Tröpfchen. Das ist der so genannte Strahlzerfall. Nach Reitz und Bracco [Reitz, 1986] können vier Zerfallsbereiche identifiziert werden: das „Rayleigh Regime“, das „First Wind-Induced Regime“, das „Second Wind-Induced Regime“ und das „Atomisation Regime“. Die Klassifikation erfolgt anhand makroskopischer Parameter wie der Länge der intakten Flüssigkeitssäule und der Größe der entstehenden Tröpfchen.

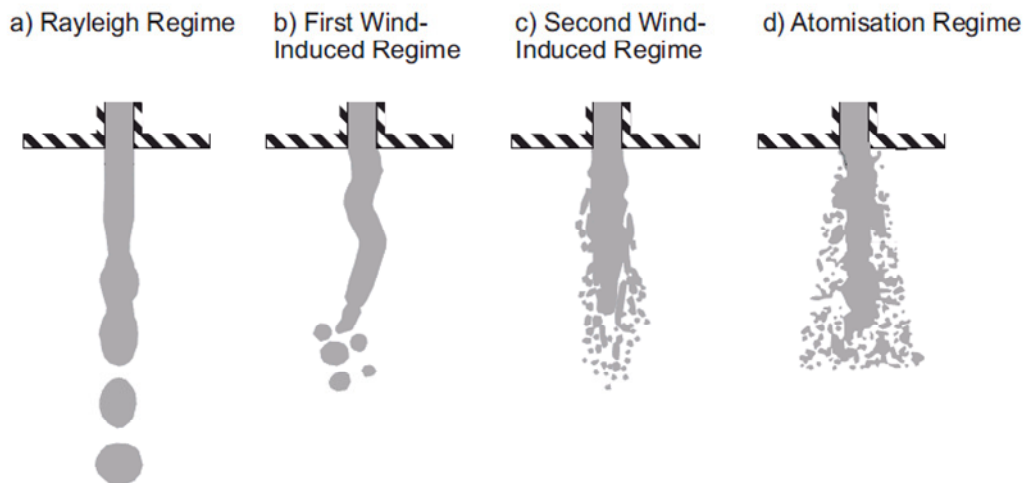


Abbildung 2-4 Übersicht der verschiedenen Zerfallsbereiche [Reitz und Bracco, 1986].

Eine Übersicht der verschiedenen Zerfallsbereiche ist in der Abbildung 2-4 dargestellt: der Rayleigh-Zerfall beschreibt das regelmäßige Zertropfen der Flüssigkeit. Durch eine steigende Strahlaustrittsgeschwindigkeit wird die Länge der intakten Flüssigkeit kürzer, die Oberflächenkräfte führen wiederum zur Ablösung von Tropfen: das ist das „First Wind-Induced Regime“. In das „Second Wind-Induced Regime“ führt eine weitere Steigerung der Strahlaustrittsgeschwindigkeit zum Ablösen von Tröpfchen vom Strahlkern an seine (seitliche) Oberfläche. Eine Wolke kleiner Tröpfchen, die den Strahlkern umhüllen, wird gebildet. Ab einer gewissen Geschwindigkeit beginnt die Zerstäubung der Flüssigkeit unmittelbar am Düsenaustritt. Die entstehenden Tröpfchen sind viel kleiner als der Düsendurchmesser und bilden eine dichte Wolke um den Strahlkern. Das ist das „Atomisation Regime“ [Ohnesorge, 1936; Lefebvre, 1989].

Aufgrund des hohen Einspritzdrucks, findet die Dieseleinspritzung bei modernen Einspritzsystemen fast ausschließlich im „Atomisation Regime“ statt. Dabei können zwei Phasen des Strahlaufbruchs unterschieden werden: der Primär- und der Sekundärzerfall. Der Primärzerfallsbereich dominiert vor allem im Düsenbereich, bei größerer Entfernung zur Düse überwiegt der Sekundärzerfallsbereich.

Während des Primärzerfalls bilden sich Störungen auf der Sprayoberfläche, die in ihrer Amplitude anwachsen und zum Ablösen einzelner Tropfen und Ligamente führen. Ursachen für den Primärzerfall sind in den Turbulenz- und Kavitationseffekten in der Düseninnenströmung sowie in den Dichte- und in dem Geschwindigkeitsunterschieden zwischen der Flüssigkeit des Einspritzstrahls und der Umgebung zu suchen. Diese Effekte, sowie Tropfenkollisions- und Tropfenkoaleszenzerscheinungen, beeinflussen den Strahlzerfall, da die hohe Tropfendichte düsenah zu Wechselwirkungen der Tropfen untereinander führt [Henle, 2006; Badock, 1999; Lefebvre, 1989; Leick, 2008].

Im darauf folgenden Sekundärzerfall zerfallen die Ligamente und die Tropfen in noch feinere Tröpfchen aufgrund des Impulsaustausches zwischen Gas- und Flüssigphase infolge aerodynamischer Kräfte. Bei geeigneten Randbedingungen erfolgt anschließend eine weitere Verringerung der Tropfengröße durch die Tropfenverdampfung [Pauer, 2001; Henle 2006]. Eine klare Trennung zwischen primären und sekundären Zerfallsbereichen Bereich ist allerdings nicht sinnvoll: nach Spritzlochaustritt ist das Spray sofort dem Luftwiderstand ausge-

setzt. Außerdem ist sein Erscheinungsbild auch in großer Entfernung zur Düse noch von den Vorgängen im Primärzerfallsbereich abhängig.

2.1.3 Luft-Entrainment und Sprayverdampfung

Vor der Zündung muss der eingespritzte, zerstäubte Kraftstoff verdampfen, um sich mit der umgebenden Luft zu mischen und um ein zündfähiges Gemisch zu bilden.

Durch den Impulsaustausch in der Grenzschicht zwischen umgebender Luft und Spray werden Teile des Gases vom Spray erfasst und mitgerissen und anschließend ins Sprayinnere gesaugt: das ist das sogenannte Luft-Entrainment [Zeh, 2003]. Dieser Prozess wird entscheidend von der Relativgeschwindigkeit zwischen dem Spray und der umgebenden Atmosphäre im Brennraum bestimmt und ist eine wesentliche Voraussetzung für eine schnelle und gute Vermischung des Kraftstoffes mit Luft. Mit dem Ansaugen der heißen Luft und der Vermischung mit dem Brennstoff setzt die Tropfenverdampfung verstärkt ein.

Wenn ein Kraftstofftropfen sich nicht im thermischen Gleichgewicht mit seiner Umgebung befindet, findet ein Wärmeübergang von der Luft in den Tropfen statt. Die Tropfentemperatur steigt aufgrund des Wärmeübergangs, wodurch auch der Dampfdruck des Kraftstoffes zunimmt und die Verdampfungsgeschwindigkeit ansteigt. Während die Tropfengeschwindigkeit sinkt, nimmt der konvektive Wärmeübergang \dot{Q} zwischen Luft und Tropfen ab [Heywood, 1988]. Die Verdampfung führt zu einer Verkleinerung des Tropfendurchmessers. Neben dem Temperaturunterschied spielt der aerodynamische Widerstand des sich bewegendes Tröpfchens eine große Rolle. Die verdampfende Kraftstoffmasse wird durch Diffusionsvorgänge und durch aerodynamische Effekte vom flüssigen Tröpfchen abtransportiert. Mit der aerodynamischen Abbremsung sinkt auch der konvektive Massentransport und somit die Verdampfungsgeschwindigkeit. Eine schematische Darstellung der Kombination dieser Phänomene befindet sich in Abbildung 2-5.

Die Abnahme des Tropfendurchmessers d in Abhängigkeit der Zeit t , lässt sich unter vereinfachten Randbedingungen mit dem so genannten „ d^2 -Gesetz“ näherungsweise berechnen [Lefebvre, 1989]:

$$\lambda_{\text{Verdampfung}} = \frac{\partial(d^2)}{\partial t} \quad \text{bzw.} \quad d_0^2 - d^2 = \lambda_{\text{Verdampfung}} \cdot t \quad (2-1)$$

Dabei ist $\lambda_{\text{Verdampfung}}$ [m²/s] die Verdampfungskonstante und d_0 der initiale Tropfendurchmesser.

Es wird dabei davon ausgegangen, dass es sich um sphärische Tropfen eines Reinstoffs, der dann einen definierten Siedepunkt hat, handelt. Zusätzlich werden die Temperatur- und Druckrandbedingungen in der Umgebung des Tropfens als konstant angesehen. Die aerodynamischen Effekte und die Beeinflussung von Nachbartröpfchen werden in diesem Modell vernachlässigt.

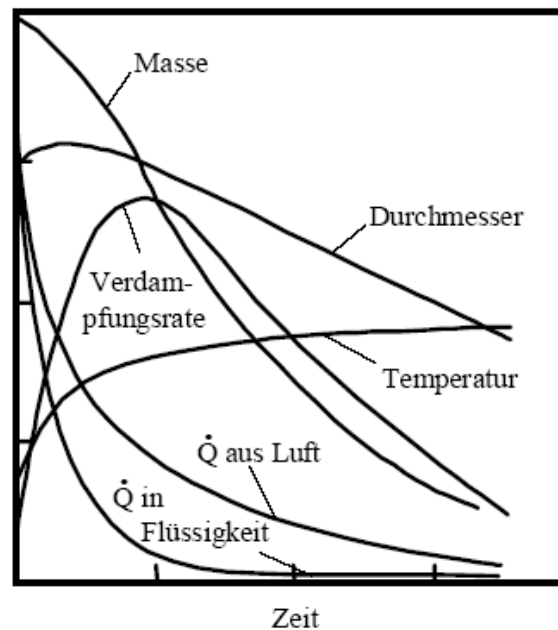


Abbildung 2-5 Schematische Darstellung der Entwicklung von Masse, Durchmesser, Temperatur, Verdampfungsgeschwindigkeit, Wärmeübergang eines einzelnen Tropfens als Funktion der Zeit nach Einspritzungsbeginn unter dieseltypischen Bedingungen [Heywood, 1988].

Solche Analysen sind allerdings nur relevant für Tropfen, die weit voneinander getrennt sind (z.B. am Sprayrand). Im Spraykern, wo die Tropfenanzahl sehr hoch ist, hat der Verdampfungsprozess einen erheblichen Effekt auf die Temperatur und die Kraftstoff-Dampfkonzentration innerhalb des Sprays.

Um die Kraftstoffverdampfungsgeschwindigkeit innerhalb des Dieselsprays exakt zu quantifizieren, ist die Lösung von gekoppelten Erhaltungsgleichungen für flüssige Tropfen und Luft innerhalb des Brennraums erforderlich. Verschiedene CFD Modelle wurden dafür entwickelt [Heywood, 1988; Pagel et al., 2002]. Analysen von solchen Verdampfungsmodellen zeigen, dass zum Entflammungsbeginn unter dieseltypischen Bedingungen 70 bis 90% des eingespritzten Kraftstoffs verdampft sind. Die Verdampfung ist nach 1ms zu mehr als 90% abgeschlossen. Allerdings sind in einem typischen DI-Dieselmotor nur 10 bis 35% des verdampften Kraftstoffs in einem zündfähigen Zustand, d. h. mit den richtigen Werten von Druck, Temperatur und Luftzahl-Verteilung. Die restlichen Anteile verbrennen eher relativ langsam, die Brennrate wird durch die Mischungsgeschwindigkeit mit dem Sauerstoff limitiert. [Heywood, 1988].

2.1.4 Zündung und Verbrennung

Abbildung 2-6 zeigt den klassischen Brennverlauf eines Dieselmotors: für das bessere Verständnis der Dieselmotorenverfahren werden in diesem Abschnitt die einzelnen Phasen der konventionellen Dieselmotorenverbrennung erläutert.

Die dieselmotorische Verbrennung beginnt mit dem *Zündverzug* (ZV), der als die Zeit zwischen dem Einspritzstart und dem ersten detektierbaren Verbrennungsphänomen definiert wird. Als Verbrennungsphänomen kommen der Druck- und Temperaturanstieg, die Lichtemission der Verbrennung bei verschiedenen Wellenlängen oder die ansteigende Konzentra-

tion freier Radikale in Frage [Pauer, 2001]. Der Zündverzug bewegt sich in Größenordnungen von wenigen 100 μs bis einigen Millisekunden und lässt sich durch viele Parameter beeinflussen (z. B. Gasdruck und -temperatur, Einspritzdruck, Kraftstoffeigenschaften,...). Er ist einer der wichtigsten Faktoren, der über Druckgradienten, Verbrennungsgeräusch und Emissionen entscheidet. Während des Zündverzugs laufen zum Teil parallel physikalische und chemische Vorgänge ab. Unter den physikalischen Prozessen bezeichnet man die bereits beschriebenen Vorgänge der Zerstäubung und Verdampfung des Kraftstoffes sowie die Mischung mit Luft, die zur Bildung eines zündfähigen Gemischs führen [Merker, 2004]. Während des chemischen Zündverzugs ereignet sich die partielle Oxidation von C_xH_y -Brennstoffen durch eine Vielzahl von Elementarreaktionen. Diese sind in Abhängig von Druck und Temperatur unterschiedlich ausgeprägt und führen zur Bildung von mehreren unabhängigen Zündherden und schließlich zur Entflammung. Die Zündung erfolgt in stöchiometrischen bis fetteren Gebieten, in der die Luftzahl im Bereich $\lambda = 0,5 - 1$ liegt [Bosch, 2003].

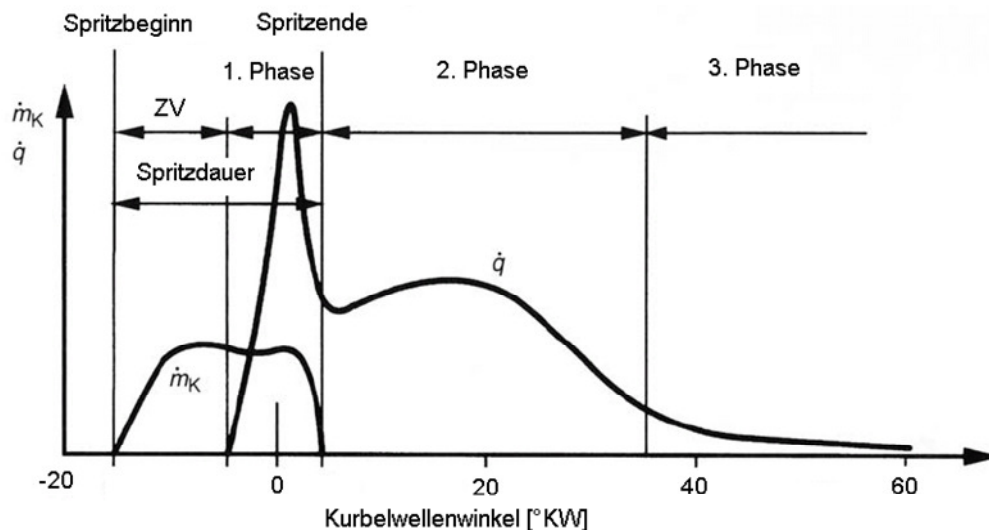


Abbildung 2-6 Verlauf der Einspritzung \dot{m}_K und der Wärmefreisetzung \dot{q} beim Dieselmotor [Basshuysen und Schäfer, 2005].

Im Anschluss an die Zündphase folgt der *vorgemischte Anteil der Verbrennung* (1. Phase in Abbildung 2-6). Während des Zündverzugs und je nach Länge des Zündverzugs hat sich ein mehr oder weniger großer Teil des eingespritzten Kraftstoffes mit Luft im Brennraum gemischt. Diese Gemischbereiche werden mit dem lokal vorhandenen Sauerstoff in einer thermischen Explosion nach Ablauf des Zündverzugs schlagartig umgesetzt. Die plötzlich einsetzende Verbrennung lässt den Verbrennungsdruck ansteigen und verursacht das dieselmotorische Verbrennungsgeräusch. Im Wärmefreisetzungsverlauf zeigt sich dies durch charakteristische hohe Spitzen [Merker, 2004]. Diese vorgemischte Verbrennung erfolgt in allen Bereichen des Gemisches, die sich innerhalb der Flammbarkeitsgrenzen befinden und endet per Definition zum Zeitpunkt maximaler Druckentfaltung.

Die *zweite Phase* oder *Diffusionsverbrennung* findet statt, wenn die Verbrennung in den vorgemischten Bereichen abgeschlossen ist. Diese Phase dauert vom Zeitpunkt des maximalen Verbrennungsdruckes bis zum Erreichen der maximalen Temperatur im Brennraum gegen Ende der Hauptverbrennung, wobei der Druck durch den bereits zurückweichenden Kolben zurückgeht [Sitkei, 1964]. In dieser Phase ist die Wärmefreisetzung gegenüber die thermische

Explosion der ersten Phase deutlich geringer. Die chemischen Reaktionen laufen im Vergleich zur Tropfenverdampfung sehr schnell ab, der Verbrennungsablauf ist mischungs-kontrolliert [Merker, 2004].

Ein Überblick der chemischen und thermischen Variationen während der Verbrennungsphase ist nach dem konzeptuellen Modell von Dec [Dec, 1997] in Abbildung 2-7 dargestellt. Zuerst vermischt sich der eingespritzte Kraftstoff mit der umgebenden Luft. In einer fetten vorgemischte Verbrennungszone wird die Kraftstoff/Luft Mischung auf ca. 825 K aufgeheizt, die chemischen Reaktionen werden initiiert. Diese verbrauchen den gesamten lokal vorhandenen Sauerstoff und setzen ca. 15% der gesamten Verbrennungswärme frei. Die während der vorgemischten Verbrennung entstehenden Reaktionsprodukte sind hauptsächlich Kohlenmonoxid und teiloxydierte Fragmente von Kohlenwasserstoffen, die daraufhin in Strahlrichtung und zur Seite gedrängt werden. In diesen Bereichen beginnt die Bildung von Partikel aufgrund der Entstehung von Rußkeimen und erster kleiner Rußpartikel. Der gesamte Strahl wird von einer dünnen Diffusionsflammenfront umgeben, in der die anschließende Verbrennung stattfindet. Sobald der Kraftstoff und die Reaktionsprodukte diesen Bereich erreichen, werden sie vollständig zu Wasser und CO_2 oxidiert. Die hohe Temperatur von 2700 K in dieser Zone führt zur Stickoxidbildung (NO_x). Zwei Drittel der Stickoxidkonzentration entstehen so an der Peripherie des Kraftstoffsprays, während der Rest anschließend in den heißen Zonen verbrannter Gase nach der Verbrennung gebildet wird [Dec, 1998].

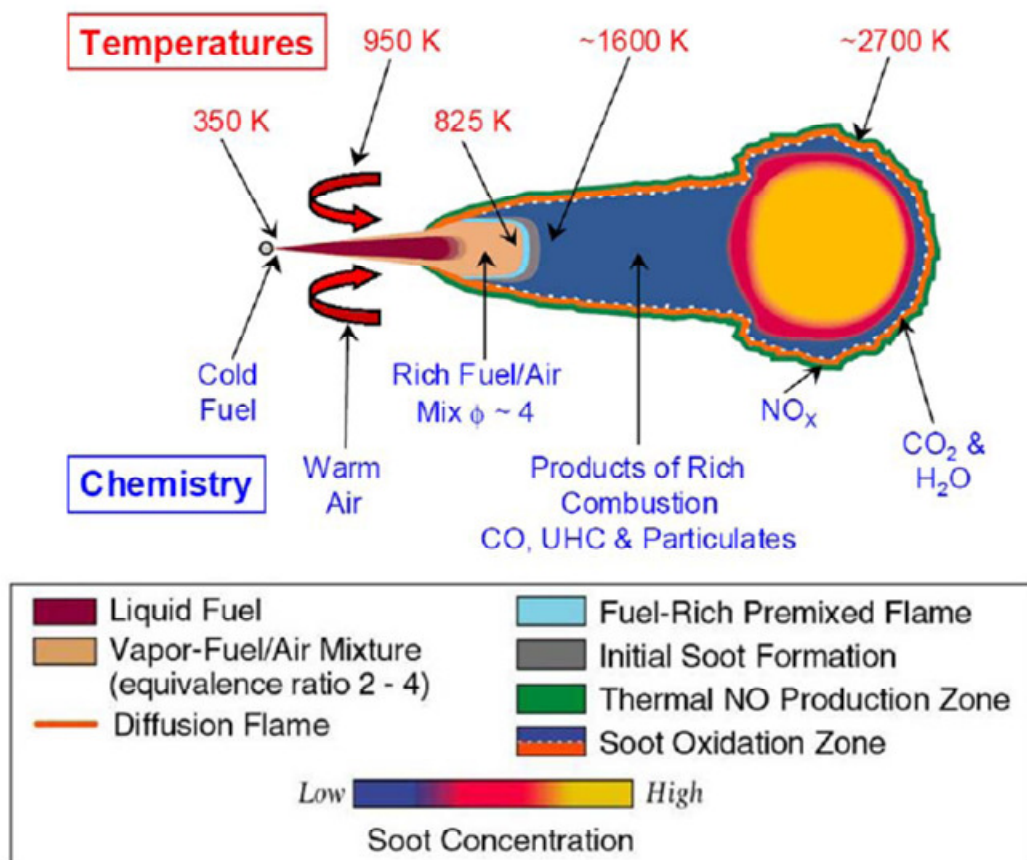


Abbildung 2-7 Modell der Dieserverbrennung am Einspritzstrahl [Dec, 1997].

Die dritte Phase oder Nachverbrennung folgt ab dem Zeitpunkt maximaler Temperatur bis zum Ende der Verbrennung. Sie dauert bis zu 50% der gesamten Gemischbildungs- und

Verbrennungsdauer und somit am längsten. Durch abnehmenden Druck und Temperatur im Zylinder werden die chemischen Reaktionen in der Flammenfront zunehmend langsamer, weshalb die Diffusionsverbrennung in dieser Phase immer mehr reaktionskinetisch kontrolliert wird. Die Umsetzung von bis dahin unverbranntem Kraftstoff und die Weiteroxidation von Zwischenprodukten, die aufgrund von Sauerstoffmangel während der Hauptverbrennung entstanden sind, nimmt stark ab [Merker, 2004]. In dieser Phase findet auch ein Großteil der Rußoxidation statt. Gleichzeitig erfolgen weiterhin die Bildung von NO in den heißen Gebieten der Verbrennung und die teilweise Nachoxidation zu NO₂. Durch fortschreitende Expansion sinkt die Temperatur zunehmend ab, bis eine plötzliche Rekombination der freien Radikale zu einem Einfrieren aller chemischen Reaktionen führt, die auf diese Radikale angewiesen sind. Alle bis dahin noch vorhandenen unverbrannten und teilweise verbrannten Kohlenwasserstoffe, Ruß und CO werden nicht weiter zu H₂O und CO₂ umgesetzt. Die NO_x-Bildung wird ebenfalls gestoppt. Diese Temperaturabhängigkeit von Partikeloxidation und von NO_x-Bildung führen bei höheren Temperaturen und Radikalkonzentration zu starker Rußoxidation und hoher NO_x-Bildung. Niedrigere Temperaturen und Radikalkonzentrationen führen zu einer geringeren Rußoxidation und niedrigeren NO_x-Bildung.

2.1.5 Zeitlicher Ablauf des Prozesses

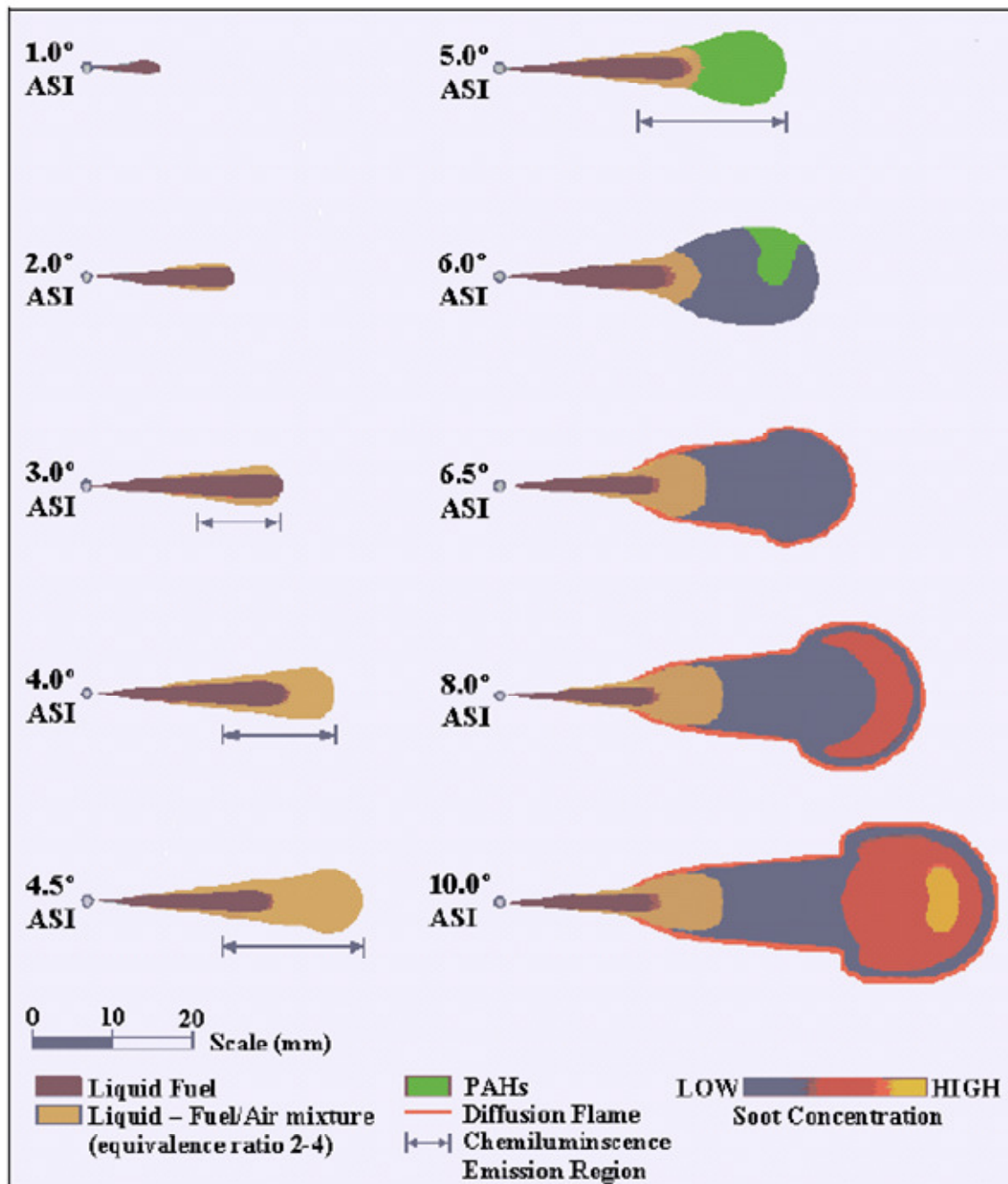


Abbildung 2-8 Schematische Zeitsequenz eines Dieselsprays nach dem Modell von Dec von 0,14 ms (1° ASI (After Start of Injection)) bis 1,4 ms (10° ASI) nach Beginn der Einspritzung (1° Kurbelwinkel = 139 μ s) [Dec, 1997].

Die schematische Zeitsequenz eines Dieselsprays nach dem konzeptionellen Spraymodell von Dec [Dec, 1997] ist in Abbildung 2-8 dargestellt. Dieses Modell wurde durch eine Kombination von Laserdiagnostik und numerischer Simulation der chemischen Reaktionskinetik entwickelt. In der Abbildung ist die Zeitachse in Grad Kurbelwinkel nach Einspritzbeginn eines Dieselmotor (°ASI) dargestellt. 1° entspricht 139 μ s. Nach der Einspritzung des flüssigen Kraftstoffs vermischen sich Kraftstoff und Luft, gleichzeitig beginnt die Verdampfung. Bei 3° ASI (After Start of Injection), wird die maximale Eindringtiefe des flüssigen Kraftstoffs

erreicht. Die Eindringtiefe des verdampften Sprays steigert sich weiter. Der exakte Zündpunkt ist zeitlich oder räumlich nicht genau definiert. Die Chemilumineszenz-Emission startet ungefähr bei 3,5°ASI. Bei etwa 5 bis 6°ASI nimmt die Kraftstoffkonzentration schnell ab, PAKs (Polyzyklische aromatische Kohlenwasserstoffe, engl. PAH) und schließlich Ruß werden gebildet. Eine quasi-stationäre Flamme bildet sich, deren chemische und thermische Zusammensetzung ungefähr konstant bleiben. Zwischen 5,5° und 6,5°ASI bildet sich eine Diffusionsflammenfront an der Peripherie des Sprays aus. Dort treten hohe Rußkonzentrationen auf [Dec, 1997].

2.2 Luft-/Kraftstoffverhältnis

Das Gemisch im Dieselmotor hat einen starken Einfluss auf den Verbrauch und die Emissionen. Die zentrale Größe zur Beurteilung und Optimierung der Gemischbildung ist die lokale Luftzahl λ .

2.2.1 Definition

Die Luftzahl λ und deren reziproker Wert, das Äquivalenzverhältnis ϕ , sind definiert als [Heywood, 1988]:

$$\lambda = \phi^{-1} = \frac{\frac{m_{\text{Luft}}}{m_{\text{Kraftstoff}}}}{\frac{m_{\text{Luft}}}{m_{\text{Kraftstoff}}}_{\text{stöch.}}} \quad (2-2)$$

$\lambda = 1$ bedeutet, dass die umgebende Luftmasse m_{Luft} der theoretisch erforderlichen Luftmasse, die nötig ist, um den gesamte Kraftstoff $m_{\text{Kraftstoff}}$ zu verbrennen, entspricht. Um das stöchiometrische Verhältnis zu erreichen, benötigt man 14,5 kg Luft für 1 kg Dieseldieselkraftstoff. Wenn $\lambda < 1$, besteht Luftmangel, man spricht von einem fetten Gemisch. Bei $\lambda > 1$ herrscht ein Luftüberschuss und es liegt mageres Gemisch vor. In heutigen aufgeladenen Dieselmotoren, liegen die globale Lambda-Werte im Brennraum bei Volllast zwischen $\lambda = 1,05$ und $\lambda = 1,25$. Bei Leerlauf und Nulllast steigen die Werte auf $\lambda = 4$ bis $\lambda = 7$.

Der Dieselmotor arbeitet allerdings mit heterogener innerer Gemischbildung und Selbstzündung, deswegen ist die Bestimmung des lokalen λ -Werts besonders wichtig. Im Motor überdecken die lokalen Luftzahlen alle Werte von $\lambda = 0$ (reiner Kraftstoff) im Strahlkern bis $\lambda \rightarrow \infty$ (reine Luft) außerhalb des Sprays. In der Tropfenrandzone – auch Dampfhülle genannt – eines einzelnen flüssigen Tropfens oder einer Gruppe von Tropfen treten lokal zündfähige λ -Werte von 0,3 bis 1,5 auf. Daraus lässt sich ableiten, dass durch eine gute Zerstäubung und ein tiefes Strahleindringen, durch einen hohen Luftüberschuss und eine eingepasste Ladungsbewegung in größerem Maß Bereiche mit λ -Werten innerhalb der Zündgrenzen entstehen.

2.2.2 Einfluss der Luftzahl auf die Schadstoffbildung in Dieselmotoren

Die Verbrennung von Kohlenwasserstoffen mit Luft ist eine exotherme Reaktion, die im Idealfall nur zur Bildung von CO_2 und H_2O führt. Bei der motorischen Verbrennung entstehen allerdings immer Produkte der unvollständigen Verbrennung wie unverbrannte Kohlenwasserstoffe (HC), Ruß, Kohlenmonoxid (CO) und Stickoxide (NO_x) [Pischinger, 2002]. Die Bildung dieser Schadstoffe ist abhängig von der lokalen Luftzahl λ und der Verbrennungstemperatur.

Trotz der sehr inhomogenen Verbrennung kann beim Dieselmotor die Schadstoffbildung als Funktion des mittleren Kraftstoff-Luft-Verhältnis λ dargestellt werden (siehe Abbildung 2-9). Bei niedrigerem λ , aufgrund des örtlichen Luftmangels, steigen die Ruß- (Rauch) und CO-Emissionen stark an. Auf dem Temperatur-Luftverhältnis-Diagramm im rechten Teil der Abbildung sind die Zonen der Rußbildung und Rußoxidation sowie die Zustände von Gemisch und Verbranntem dargestellt. Bei lokalem Luftmangel ($\lambda < 1$) und hohen Temperaturen wird Ruß gebildet. Bei lokalem Luftüberschuss ($\lambda > 1$) und hohen Temperaturen wird Ruß oxidiert. In diesem Bereich der Rußoxidation bilden sich allerdings mit steigender Temperatur zunehmend Stickoxide.

Wenn bei der Verbrennung mit Sicherheit sowohl die Stickoxidbildung als auch die Rußbildung vermieden werden soll, muss das lokale Gemisch in einem Zielbereich von $\lambda = 0,6 - 0,9$ liegen. Dies kann durch entsprechende Anpassung der zeitlichen Verläufe von Einspritzmenge und Einspritzdruck gefördert werden [Pischinger, 2002].

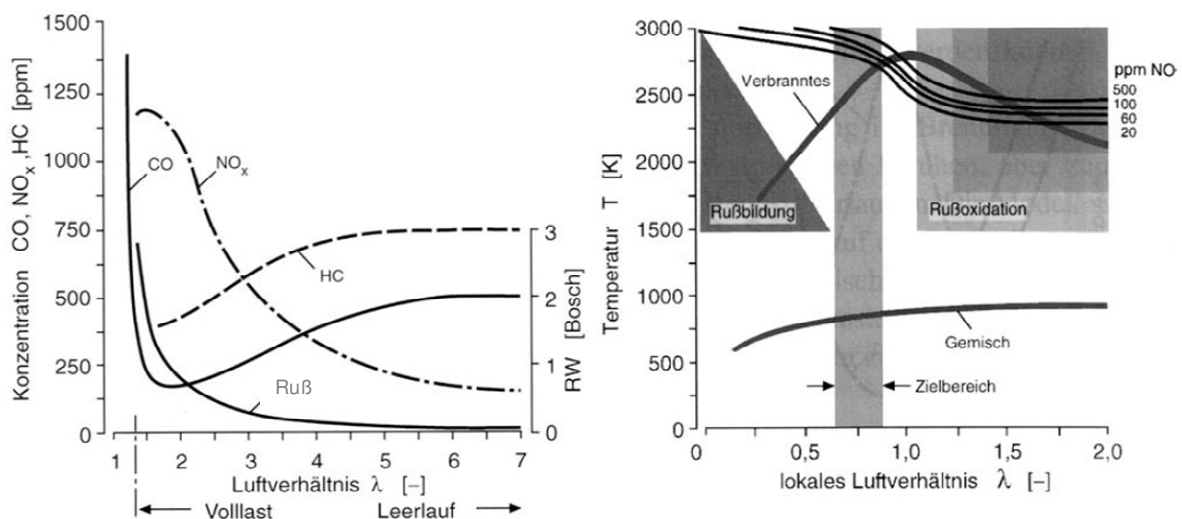


Abbildung 2-9 Schadstoffbildung in Abhängigkeit der Luftzahl bei der dieselmotorischen Verbrennung [Pischinger R. et al., 2002].

Bildung von unverbrannten Kohlenwasserstoffen (HC)

Kohlenwasserstoffe im Dieselabgas bestehen aus intakten sowie zerfallenen und teilweise oxidierten Kraftstoffmolekülen. Letztere entstehen dadurch, dass unter sauerstoffarmen Bedingungen und aufgrund der hohen Temperaturen Kraftstoffbestandteile nicht an der eigentlichen Verbrennung teilnehmen, was insbesondere bei schlechter Gemischaufbereitung der Fall ist. Die wesentliche HC-Quelle in DI-Dieselmotoren ist aber eine lokale Flammenlöschung, die durch starke Streckung von Flammenfronten durch intensive Turbulenz erfolgt,

insbesondere in mageren Gemischen [Warnatz, 2001]. Andererseits verlöschen Flammen an der Wand und in Spalten, was zur Abkühlung der Reaktionszone sowie zur Zerstörung reaktiver Zwischenprodukteradikale durch Reaktionen mit der Wandoberfläche führt. In beiden Fällen erlischt die Flamme und die bereits teilverbrannten sowie die noch unverbrannten Kohlenwasserstoffe gelangen ins Abgas. Eine weitere HC-Quelle ist im Brennraum abgelagerter Kraftstoff, welcher aufgrund zu niedriger Temperatur nicht vollständig brennt. Insgesamt haben moderne Dieselmotoren auch bei magerem Gemisch relativ niedrige HC-Emissionen.

Bildung von Kohlenmonoxid (CO)

Kohlenmonoxid ist ein farb-, geruch- und geschmackloses Atemgift, das sich bei einer Verbrennung unter Luftmangel bildet. Der CO-Anteil im Abgas von Dieselmotoren ist allerdings sehr niedrig. Im Dieselmotor existieren zwar örtlich fette Gemischzonen, er arbeitet jedoch insgesamt mit mageren Mischungsverhältnissen. Deswegen ist genügend Sauerstoff zur CO-Oxidation vorhanden [Pischinger, 2000]. Durch die Verbrennung wird bei einer Luftzahl von $\lambda \approx 1$ CO gebildet (siehe Abbildung 2-9). Allerdings durch die weitere Gemischbildung, wird das gebildete CO mit Gebieten durchgemischt, die frischen Sauerstoff enthalten und daher weiter oxidiert. In sehr mageren Gemischen mit niedrigerer Temperatur, vor allem in Wandbereichen, hört allerdings Verbrennung auf, bevor alle Oxidationsreaktionen vollständig abgelaufen sind, dadurch entsteht in diesen Bereichen vermehrt CO [Merker, 2004].

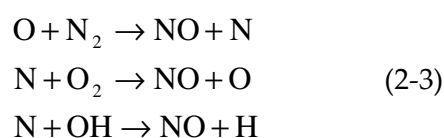
Bei hohen Temperaturen ($> 2300\text{K}$) trägt die Dissoziation von CO_2 merklich zur CO-Konzentration in der Flamme bei. Das während der Verbrennung gebildete Kohlenmonoxid kann nicht im weiteren Verlauf der Expansion des Motors vollständig oxidiert werden. Durch schnelle Absenkung der Ladungstemperatur wird allerdings die Reaktion immer langsamer, die Gaszusammensetzung des Gleichgewichtsgemisches wird dann eingefroren [Pischinger, 2002; Schulz, 2002].

Bildung von Stickoxiden (NO_x)

Es gibt insgesamt acht bekannte Oxide des Stickstoffs. Die Wichtigsten im Bezug auf die motorische Verbrennung sind das Stickstoffmonoxid NO und das Stickstoffdioxid NO_2 , welche unter der Kurzform NO_x zusammengefasst werden. Des Weiteren spielt N_2O (Lachgas) eine Rolle als wirksames Treibhausgas. Insgesamt stellt NO 70% bis 90% der totalen NO_x -Menge im Abgas dar. Die Art des Brennverfahrens hat einen entscheidenden Einfluss auf Höhe und Verlauf der NO_x Konzentration.

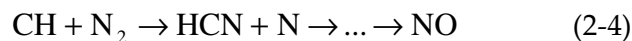
Bei der Stickoxidbildung unterscheidet man verschiedene Prozesse:

- Der größte Anteil der NO-Emissionen bei der konventionellen dieselmotorischen Verbrennung entsteht durch Bildung von NO aus Luftstickstoff, dies wird auch *thermisches* NO genannt. Dieser Mechanismus wurde erstmals von Zeldovich beschrieben [Zeldovich, 1946]. Thermisches NO wird durch die Reaktion von Stickstoff-Molekülen mit Sauerstoff-Atomen nach folgenden Gleichungen gebildet:



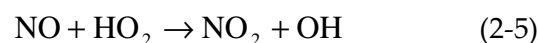
Die NO-Bildung läuft erst bei hohen Temperaturen ($T > 1700 \text{ K}$) ab. Die Haupteinflussgrößen für die Bildung des thermischen NO sind vor allem die Temperatur aber auch das Luftzahl λ . Die maximale NO-Bildung erfolgt bei einem Luftverhältnis von $\lambda \sim 1,1$ (siehe Abbildung 2-9) [Warnatz, 2001]. Um die Stickoxidbildung auf Basis dieses Mechanismus zu vermeiden, wird die Abgasrückführung verwendet: die Sauerstoffkonzentration wird reduziert. Dadurch wird die Verbrennung langsamer und die Spitzentemperaturen während der Verbrennung sowie die NO_x-Bildung werden reduziert.

- Unter kraftstoffreichen Bedingungen in der Flammenfront, tritt der *prompt*-NO oder *Fenimore*-NO Mechanismus auf. Dieser Prozess ist deutlich komplexer als der der thermischen NO-Bildung. Er tritt vor allem unter kraftstoffreichen Bedingungen in der Flammenfront auf. Grund dafür ist, dass hier die Vorläufer des CH-Radikals verstärkt gebildet werden. CH wird als Reaktionspartner mit Stickstoff-Molekülen benötigt. Aus den beiden Molekülen entstehen Blausäure (HCN) und Stickstoffatome. Später führt diese Reaktion zur NO-Bildung.

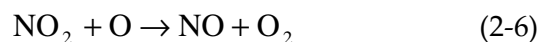


Im Vergleich zu thermischem NO läuft dieser Prozess sehr schnell ab, woraus sich der Name prompt-NO ableitet [Warnatz, 2001]. Bei dieselmotorisch typischen Bedingungen, beträgt der Anteil des prompten NO ca. 5% bis 10% an den Gesamtstickoxidemissionen [Merker, 1999]. Für Luftverhältnisse $\lambda > 1,4$ ist der Beitrag dieses Mechanismus vernachlässigbar.

- Das Stickstoffdioxid (NO₂) kann im Dieselmotor an den Stickoxiden bis zu 30% ausmachen. Zur Erklärung dient folgendes Modell:
In der Flammenzone gebildetes NO wird rasch zu NO₂ oxidiert:

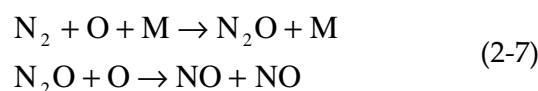


Das so gebildete NO₂ kann wieder zu NO reduziert werden:



wobei letztere Reaktion zwei Größenordnungen langsamer abläuft als die Oxidation [Pischinger, 2002].

- Der *Distickstoffoxid Lachgas* (N₂O)-*Mechanismus* läuft insofern analog zum thermischen Mechanismus, als Sauerstoffatome den molekularen Stickstoff angreifen. Die Mitwirkung eines dritten Moleküls *M* wird allerdings benötigt. Das so entstehende Distickstoffoxid kann anschließend mit Sauerstoff-Atomen zu NO reagieren.



Unter konventionellen dieselmotorischen Randbedingungen trägt dieser Effekt nur geringfügig zur gesamten NO_x -Bildung bei. Er gewinnt allerdings an Bedeutung, wenn magere Bedingungen die CH-Bildung unterbinden: In diesem Fall entsteht weniger prompt-NO bzw. die geringere Temperatur verhindern die Bildung von thermischem NO [Warnatz, 2001]. Da die Aktivierungsenergie des Distickstoffoxid-Mechanismus (Gleichung (2-5)) geringer ist als die des thermischen NO-Mechanismus (Gleichung (2-3)) wird er bei abnehmender Temperatur weniger verlangsamt. In diesem Fall wird das NO zum größten Teil durch den Distickstoffoxid-Mechanismus gebildet.

- *Brennstoff*-NO wird aus stickstoffhaltigen Verbindungen im Brennstoff gebildet, spielt aber beim Dieselmotor kaum eine Rolle, da der Stickstoffanteil in üblichen Dieselmotorkraftstoffen weniger als ein Promille beträgt [Heywood, 1988; Warnatz, 2003].

Bildung von Ruß und Partikeln

Ruß tritt bei Verbrennung unter extremem Luftmangel auf. Aufgrund des örtlich sehr inhomogenen Gemisches ist diese Form der Verbrennung typisch für Dieselmotoren [Pischinger, 2000]. Zusätzlich zu Ruß werden noch andere Partikel wie flüchtige organische Verbindungen (Schmieröl, unverbranntes HC aus Kraftstoff), Aschen, Sulfate, Wasser sowie Metalloxide aus Kraftstoff, Schmieröl und Motorabrieb produziert [Schmid, 2001]. Für die Fahrzeugzertifizierung in der Abgasgesetzgebung spielt allerdings die Zusammensetzung der Partikel keine Rolle, nach der bisherigen Regelung zählt nur die Gesamtmasse.

Die Rußentstehung wird in der Regel durch eine Verbrennung der Kraftstoffmoleküle unter Sauerstoffmangel eingeleitet und führt unter Abspaltung von Wasserstoff über Ethin (Acetylen, C_2H_2) und durch Polymerisation zu kohlenstoffreichen Makromolekülen, die dann zu Rußteilchen agglomerieren.

Im rechten Teil der Abbildung 2-9 sind der Bereich der Rußbildung und Oxidation im Temperatur-Luftzahl-Diagramm dargestellt. Dabei wird klar, dass die Rußbildung sich auf einen Temperaturbereich oberhalb von 1500 K und lokale Luftverhältnisse kleiner als $\lambda = 0,6$ beschränkt. Ein Großteil des gebildeten Rußes bei einem örtlichen $\lambda > 1$ und Temperaturen von mehr als 1500 K wieder oxidiert wird; z.B. kann durch die fortlaufende Gemischbildung „frische“ Luft in solche Gebiete eingebracht werden, in denen zuvor Ruß entstanden ist. Eine optimierte Luftführung im Brennraum sowie ein hoher Sprayimpuls unterstützen über eine verbesserte Durchmischung diese Prozesse [Pauer, 2001]. In der fortschreitenden Expansion friert die Rußoxidation unterhalb von 1300–1400 K ein, da dann die Konzentration der Sauerstoffatome und der OH-Radikale, welche eine wichtige Rolle bei der Rußoxidation spielen, zu klein wird, um die Rußpartikel anzugreifen [Stiesch, 2003].

Überblick über laserdiagnostische Verfahren zur Messung der Kraftstoffkonzentration

Versuchsträger mit optischen Zugängen, wie z.B. optisch zugängliche Motoren oder Hochdruck-/Hochtemperaturbrennkammern, ermöglichen die Anwendung nicht intrusiver, zeitlich und örtlich hochauflösender Messtechniken zur Analyse der extrem schnell ablaufenden Sprayausbreitungs-, Gemischbildungs- und Verbrennungsvorgänge.

In den letzten Jahren wurden zahlreiche neue laserbasierte Diagnostikverfahren zur Bestimmung der Eigenschaften von Dieselsprays und dem Kraftstoff-Luft-Verhältnis in Hochdruck-/Hochtemperaturkammern oder in Verbrennungsmotoren entwickelt. Durch ortal aufgelöste Messung der Miestreuung ist eine Beobachtung der Eigenschaften des flüssigen Sprays möglich. Zur qualitativen Beurteilung der Struktur des dampfförmigen Sprays dient das Schlieren-Verfahren, dessen Prinzip von August Toepler beschrieben wurde [Krehl, 1995]. Zur quantitativen Gemischbildungsanalyse wurden physikalische Effekte wie Lichtstreuung (Rayleigh-, Ramanstreuung), laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) oder Laser-Extinktion-Absorption (LEA) untersucht. Eine Übersicht zu diesen Lasermesstechniken befindet sich in [Eckbreth, 1996; Zhao, 1998]. Wichtig ist die Unterscheidung zwischen streulichtbasierten und fluoreszenzbasierten Prozessen. Zu den Streuprozessen zählen die Mie-, Rayleigh- und Ramanstreuung. Beispiele für fluoreszenzbasierte Prozesse sind die laserinduzierte Fluoreszenz und die laserinduzierte Exciplex-Fluoreszenz (LIEF). Zusätzlich basieren Messtechniken wie LEA auf Abschächung von durchgestrahltem Licht. Die verschiedenen Verfahren und ihre Vor- und Nachteile zur Bestimmung der Kraftstoffkonzentration oder zur Unterscheidung zwischen flüssigem und verdampftem Kraftstoff werden in diesem Kapitel vorgestellt.

2.3 Semiquantitative Messtechnik: Schlierenverfahren

„Schlieren“ bezeichnen lokale Schwankungen der Brechzahl in einem inhomogenen transparenten Medium. An diesen Stellen des Mediums wird das Licht in eine andere Richtung als in die Normalrichtung gelenkt [Flügge, 1956]. Schlieren wurden zuerst systematisch von Robert Hooke (1653–1703) im 17. Jahrhundert beobachtet. Weiterhin entwickelte August Toepler (1836–1912) eine verfeinerte Methode mit optischer Abbildung.

Mit dem Schlierenverfahren werden Brechungsindexgradienten senkrecht zur Lichtausbreitungsrichtung dargestellt. Das Prinzip des Schlierenverfahrens mit einer punktförmigen Lichtquelle ist in Abbildung 0-1 dargestellt: das Licht einer Lichtquelle wird mittels einer Linse kollimiert, eine zweite Linse fokussiert den Strahl und erzeugt ein Bild der punktförmigen Lichtquelle, die in der Ebene der Schlierenblende abgebildet wird. Wenn paralleles Licht durch Gebiete mit einem Brechungsindexgradienten läuft, wird das Licht mit den folgenden Winkeln β_x bzw. β_y abgelenkt, wobei x und y die Koordinaten senkrecht zur optischen Achse z darstellen [Settles, 2001]:

$$\beta_x = -\int \frac{1}{n} \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \cdot dz \quad \beta_y = -\int \frac{1}{n} \cdot \frac{\partial n}{\partial y} \cdot dz \quad (0-1)$$

β_x bzw. β_y hängen sowohl vom Brechungsindex n und von dessen Gradienten senkrecht zur Beobachtungsrichtung $\frac{\partial n}{\partial x}$ bzw. $\frac{\partial n}{\partial y}$, als auch vom optischen Weg $\int dz$ ab, entlang dessen der Gradient auftritt. Im Fall einer Rotationssymmetrie ergibt sich $\beta_x = \beta_y = \beta$.

Das wesentliche Element im Aufbau ist die Schlierenblende, welche im zweiten Linsenbrennpunkt angeordnet ist. In Abhängigkeit der Schlierenblendengeometrie besteht die Möglichkeit eines Hellfeld- oder Dunkelfeldverfahrens.

Beim Hellfeldverfahren ist die Schlierenblende eine einfache Lochblende. Diese definiert einen Grenzwinkel β_g : wenn der abgelenkte Strahlwinkel β größer als dieser Grenzwinkel ist, wird er durch die Schlierenblende im Brennpunkt der Schlierenlinse ausgeblendet. Beim Dunkelfeldverfahren ist die Schlierenblende eine dünne Scheibe mit ringförmiger Öffnung um eine zentrale Scheibe, die die Größe der Eintrittspupille hat. Sie blendet die nicht abgelenkten Strahlen aus. Von dieser Blende werden nur die abgelenkten Strahlen durchgelassen. Auf dem Schirm entsteht ein helles Schlierenbild auf dunklem Untergrund. Das Dunkelfeldverfahren ist zur Auflösung kleinerer Detailstrukturen von Vorteil. Allerdings erhält man kein Abbild der Umgebung, wodurch die Orientierung erschwert wird.

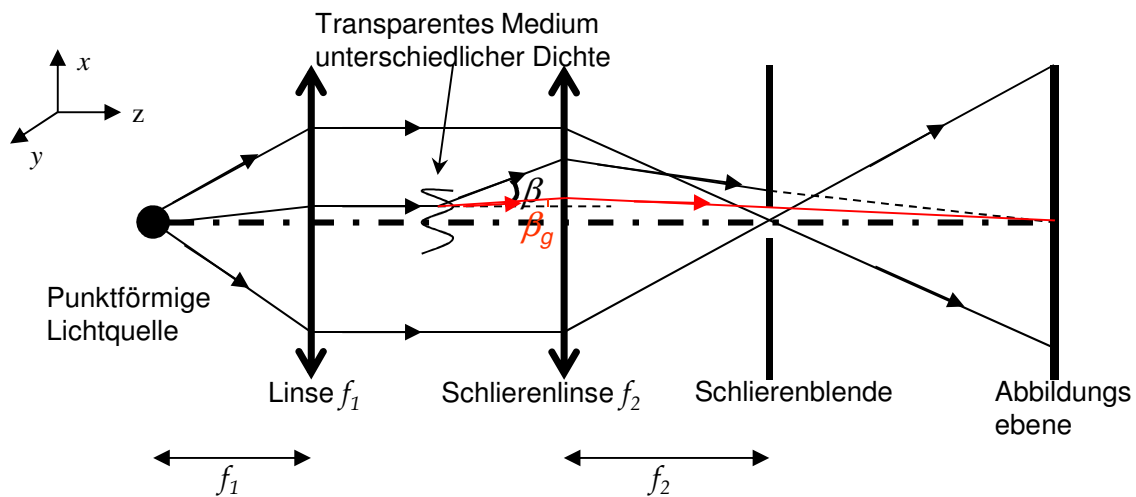


Abbildung 0-1 Skizze des Schlierenverfahrens mit punktförmiger Lichtquelle.

Da die geometrische Form einer optischen Inhomogenität im Allgemeinen nicht bekannt ist, ist es unmöglich, aus einem gemessenen Ablenkswinkel mit dem Schlierenverfahren auf die Verteilung des Brechungsindex und weiter auf die Dichte bzw. die Luft-Kraftstoffverteilung an diversen Stellen im Beobachtungsraum zurückzuschließen [Huber, 1971]. Das Schlierenverfahren bietet deswegen nur qualitative Informationen über die lokale Kraftstoffverteilung.

Der Einsatz der Schlierentechnik am Motor wurde von Huber et. al und Bauer untersucht [Huber, 1971; Bauer, 1995]. Schlierenaufnahmen liefern Informationen über die Vorgänge im

Brennraum. Es kann die Einspritzung und die Verdampfung des Kraftstoffes, welche aufgrund des Brechungsindexunterschiedes zur Luft sichtbar wird, beobachtet werden. Die Gemischverteilung wird dargestellt, jedoch mit der Einschränkung, dass die Gemischwolke nur bis zu einem gewissen Grad an Verdünnung sichtbar bleibt [Huber, 1971]. Die Schlierenmesstechnik bietet zusätzlich die Möglichkeit, quantitative Informationen über den zeitlichen Ablauf der Sprayeindringtiefe S und des Kegelwinkel Φ zu sammeln (siehe Abbildung 2-2).

2.4 Mie-, Raman- und Rayleighstreuung

Licht aller Wellenlängen und elektromagnetische Strahlung im Allgemeinen können an Molekülen oder an Partikeln gestreut werden. Bei dieser sogenannten nichtresonanten Wechselwirkung zwischen elektromagnetischer Strahlung und Atomen unterscheidet man zwischen Rayleigh- und Ramanstreuung. Laut der klassischen Theorie der Raman- und Rayleighstreuung induziert ein einfallendes elektrisches Feld $\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot \cos(\omega_0 \cdot t)$ in einem Molekül oder in einem Partikel mit der elektrischen Polarisierbarkeit α ein oszillierendes Dipolmoment $\vec{p}_{ind} = \alpha \cdot \vec{E}$. Dieses überlagert das permanente Dipolmoment \vec{p}_0 . Das Gesamtdipolmoment \vec{p} lautet [van de Hulst, 1981]:

$$\vec{p} = \vec{p}_0 + \alpha \cdot \vec{E} \quad (0-2)$$

Das zeitlich veränderliche Dipolmoment \vec{p} stellt wiederum eine Quelle für elektromagnetische Strahlung der Frequenz ω_0 dar. Man kann diesen Effekt als Abstrahlung eines Hertz'schen Dipols interpretieren, der durch das oszillierende elektrische Feld der einfallenden Lichtwelle angeregt wird [Fließbach, 1997].

Mie- und Rayleighstreuung sind elastische Interaktionen zwischen eingestrahltm Licht und streuenden Partikeln, d.h. die einfallende Welle und die gestreute Welle haben die gleiche Wellenlänge [Zhao, 1993]. Mie- und Rayleighstreuung unterscheiden sich durch die Größe des streuenden Partikels: die Miestreuung beschreibt die Streuung an Partikeln, die ungefähr so groß oder größer sind als die Lichtwellenlänge ($d \geq \lambda$). Die Rayleighstreuung bezeichnet die Streuung an sehr kleinen Partikeln im Vergleich zur einfallenden Wellenlänge. Laut Kerker [Kerker, 1969] ist die Rayleigh-Theorie gültig, wenn der Partikeldurchmesser kleiner als ca. ein Zehntel der einfallenden Wellenlänge ist ($d/\lambda < 0,1$).

Zusätzlich zum elastisch gestreuten Licht können frequenzverschobene Streulichtkomponenten auftreten. Das abgestrahlte Licht unterscheidet sich vom eingestrahltm Licht durch Energiequanten molekülinterner Übergänge wie zum Beispiel von Schwingungs- und Rotationsübergängen. Kleine Abweichungen des Moleküls von seinen Gleichgewichtszustand, bedingt durch Schwingung und/oder Rotation, können als Störung x beschrieben werden. Mit Rücksicht auf diese Auslenkungen kann man die Polarisierbarkeit wie folgt neu schreiben:

$$\alpha = \alpha_0 + \frac{d\alpha}{dx} \cdot x + O(\alpha) \quad (0-3)$$

Bei zeitlichen Modulationen in der Polarisierbarkeit α , die beispielweise durch Auslenkung der Form $x = x_0 \cdot \cos(\omega_p \cdot t)$ verursacht werden, ergibt sich aus der Gleichung (3-2) mit dem Ansatz einer ebenen monochromatischen Lichtwelle \vec{E} :

$$\vec{p} = \vec{p}_0 + \underbrace{\alpha_0 \cdot E_0 \cdot \cos(\omega_0 \cdot t)}_{\text{Rayleighstreuung}} + \frac{1}{2} \cdot x_0 \cdot \frac{d\alpha}{dx} \cdot E_0 \cdot \left[\underbrace{\cos((\omega_0 - \omega_p) \cdot t)}_{\text{Stokes-Ramanstreuung}} + \underbrace{\cos((\omega_0 + \omega_p) \cdot t)}_{\text{Anti-Stokes-Ramanstreuung}} \right] \quad (0-4)$$

Wie aus dieser Gleichung ersichtlich ist, führt die Modulation der Dipolschwingungen durch die Eigenschwingung des Systems zum Auftreten von zwei neuen Frequenzen $\omega_0 + \omega_p$ und $\omega_0 - \omega_p$. Diese sind die Beiträge des Raman-Effekts. Das Ramansignal hat deshalb eine andere Wellenlänge als das eingestrahlte Licht [Eckbreth, 1996]:

- Wenn das angeregte Molekül ein Photon mit einer höheren Wellenlänge streut, spricht man von *Stokes-Raman* ($\omega_0 - \omega_p < \omega_0$).
- Wenn das angeregte Molekül ein Photon mit einer niedrigeren Wellenlänge streut, spricht man von *Anti-Stokes-Raman* ($\omega_0 + \omega_p > \omega_0$).

In Abbildung 0-2 ist ein schematischer Vergleich der Rayleigh- und Raman-Streuprozesse dargestellt.

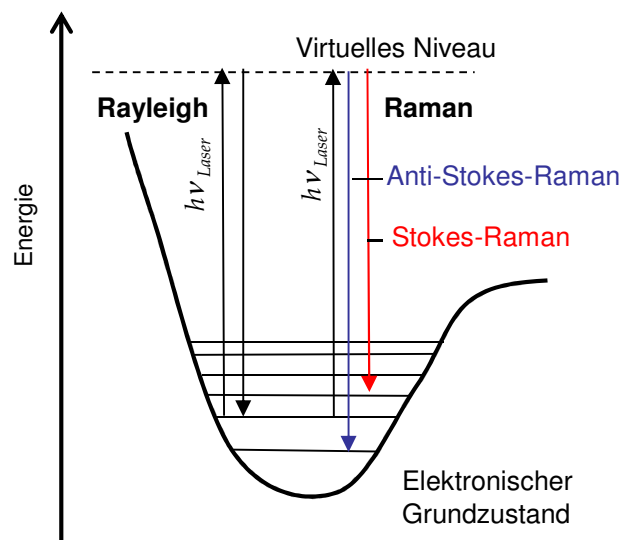


Abbildung 0-2 Energieniveauschema der Rayleigh- und Ramanstreuung [Eckbreth, 1996]. Bezeichnet sind Grundzustand und die Vibrationsniveaus. Rotationsniveaus sind zur besseren Übersichtlichkeit nicht aufgeführt.

2.4.1 Miestreuung

Lichtstreuung an Partikeln ist im Allgemeinen vom Verhältnis der Brechungsindizes des Partikels und des umgebenden Mediums, der Partikelgröße, -Form, -Orientierung, der Polarisation des Lichts und des Beobachtungswinkels abhängig [Raffel, 1988]. Für sphärische Partikel, deren Durchmesser nicht wesentlich kleiner als die Wellenlänge des eingestrahnten Lichts sind, gilt die Lorenz-Mie-Theorie. Diese beruht auf den Maxwell-Gleichungen der Elektrodynamik [Fließbach, 1997]. Die exakte Lösung der Maxwellgleichungen für kugel-

förmige Teilchen wurde von Gustav Mie 1908 demonstriert [Mie, 1908], zuerst wurde das Problem jedoch in 1867 von Lorenz studiert [Lorenz, 1867].

Wenn sphärische Teilchen sich in einem homogenen Medium befinden und deren Teilchenabstand im Verhältnis zur Wellenlänge groß ist, wurde die exakte Lösung der Streuung von elektromagnetischen Wellen an kugelförmigen dielektrischen Teilchen von van de Hulst [van de Hulst, 1981] bestimmt. Die an einem kugelförmigen Teilchen gestreute Lichtleistung I für einen Winkel θ zwischen Einfall- und Streuungsrichtung entspricht:

$$I(\theta) = I_0 \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda^2}{4\pi^2 \cdot r^2} \cdot (|S_1(\theta)|^2 + |S_2(\theta)|^2) \quad (0-5)$$

Dabei sind λ die eingestrahlte Wellenlänge, I_0 die eingestrahlte Lichtleistung, r die Distanz vom Kugelzentrum und $S_1(\theta)$ bzw. $S_2(\theta)$ Streufunktionen bei senkrecht bzw. parallel zur Streuebene polarisiertem Licht, welche vom komplexen Brechungsindex des Mediums und vom Mie-Parameter $\alpha = \pi \cdot d / \lambda$ abhängen. α ist eine Funktion des Teilchendurchmessers d und der Wellenlänge λ des einfallenden Lichts. Mit Gleichung (0-5) und mit der Abhängigkeit von $S_1(\theta)$ und $S_2(\theta)$ von α (und deswegen von d) wird klar, dass die Intensität der Miestreuung proportional zum Quadrat des Partikeldurchmessers ($I \propto d^2$) ist. Die Streufunktionen $S_1(\theta)$ und $S_2(\theta)$ sind in [Vortisch, 2002] und in [Glantschnig, 1981] beschrieben. Glantschnig und Chen haben zusätzlich gezeigt, dass für $\alpha \gg 1$ eine hinreichend genaue Wiedergabe der Streufunktionen von Mie mit den Gesetzen der geometrischen Optik möglich ist.

Polarisation des Streulichtes

Die Streurichtung und die Einfallrichtung des einfallenden Lichts definieren die Streuebene, auf welche die Polarisationsrichtung des Streulichtes bezogen wird. Man kann zwischen der einfallenden Welle \vec{E} , der gestreuten Welle \vec{E}' und ihren parallel $//$ und senkrecht \perp polarisierten Anteilen unterscheiden. Der Zusammenhang zwischen den Polarisationsrichtungen der einfallenden und der gestreuten Welle an einem sphärischen Teilchen in der Streuebene ist gegeben durch [Vortisch, 2002]:

$$\begin{pmatrix} E'_{//} \\ E'_{\perp} \end{pmatrix} = \frac{i \cdot e^{-i \frac{2\pi}{\lambda} r}}{2\pi \cdot r} \cdot \lambda \begin{pmatrix} S_2(\theta) & 0 \\ 0 & S_1(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{//} \\ E_{\perp} \end{pmatrix} \quad (0-6)$$

Aus dieser Formel wird deutlich, dass eine rein parallel polarisierte einfallende Welle zu einer ebenfalls parallel polarisierten Streuwelle führt. Gleiches gilt bei rein senkrechter Polarisation der eingestrahnten Welle. In diesen beiden Spezialfällen bleibt die Polarisationsrichtung des einfallenden Lichts erhalten.

Wenn die Partikel im Vergleich zur mittleren freien Weglänge der Photonen nah beieinander liegen (d.h. wenn die mittlere freie Weglänge nicht mehrere Größenordnungen größer als die Wellenlänge ist), spricht man von Mehrfachstreuung. Jedes Teilchen streut nicht nur das einfallende Licht, sondern auch das Licht, das bereits an anderen Teilchen gestreut wurde. Der Weg der Photonen von der Quelle zum Detektor ist dann komplex und chaotisch. Das

führt zum Verlust der Polarisation: Eine rein senkrecht oder parallel polarisierte Welle wird durch Mehrfachstreuung depolarisiert.

Winkelverteilung des Streulichtes

Unter Verwendung der Gleichung (3-6) kann die Abhängigkeit des Streulichtes vom Winkel θ in der Streuebene berechnet werden. Abbildung 0-3 zeigt diese Abhängigkeit für $\theta = 0 \dots 360^\circ$. Dabei wird die Intensitätsverteilung des Streulichtes an einem n -Dekan Tröpfchen mit einem Durchmesser von $5 \mu\text{m}$ für parallele bzw. senkrechte Polarisation zur Streuebene für eine Wellenlänge von 532 nm dargestellt. Für den Brechungsindex von Dekan wurde der komplexe Wert $m = 1,41 + 0,001 i$ eingesetzt [Wirth, 1997].

Aus der Abbildung wird deutlich, dass die größte Signalausbeute in Vorwärtsrichtung auftritt ($\theta = 0^\circ$): Im Vergleich zur Beobachtung unter $\theta = 90^\circ$ ist die Intensität unter $\theta = 0^\circ$ etwa zwei Zehnerpotenzen grösser. Dieses Maximum in der Intensität liegt am Beugungseffekt. In dieser logarithmischen Darstellung liegen scharfe Minima zwischen breiteren Maxima, die genaue Lage der Intensitätsmaxima und -minima hängt sehr stark vom Durchmesser des streuenden Partikels ab.

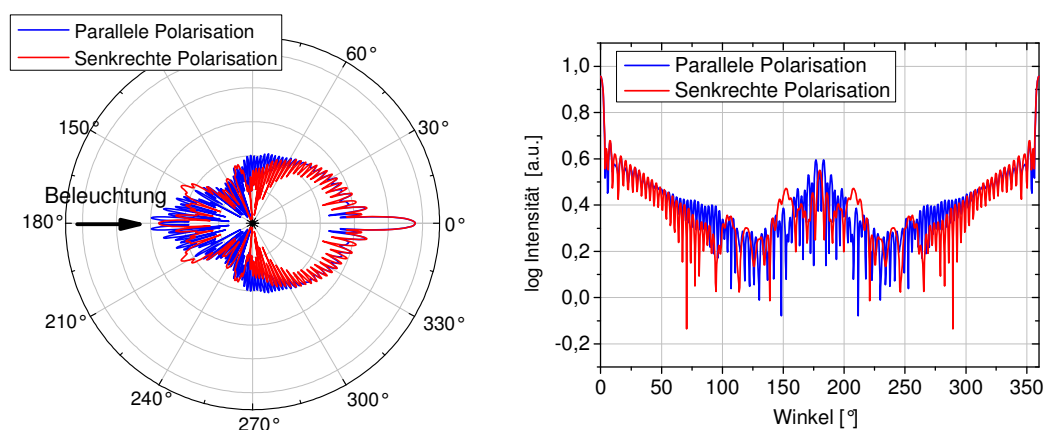


Abbildung 0-3 Polardiagramm (*Links*) und Winkelabhängigkeit (*Rechts*) der Intensitätsverteilung in der Streuebene nach Mie an einem einzelnen n -Dekantropfen mit $5 \mu\text{m}$ Durchmesser in Luft bei Anregung mit 532 nm (logarithmische normalisierte Darstellung). Das einfallende Licht ist eine parallel bzw. senkrecht polarisierte Ebene Welle. Berechnung erfolgte mit Scatlab 1.2¹. Der Streuwinkel von 180° entspricht der Rückstreuung zur Lichtquelle. Logarithmische Darstellung.

In Abbildung 0-3 ist die Streuintensität in Abhängigkeit der Polarisation zu sehen: dabei wird klar, dass die Streuintensität stark von der Polarisation abhängt. Außerdem gibt es eine starke Abhängigkeit der Signalintensität von der Tröpfchengröße. Sehr kleine Tropfen ($d < 1 \mu\text{m}$) emittieren ein so schwaches Signal, dass der Dynamikbereich vieler Detektionssysteme unterschritten wird. In diesem Fall kann das Tröpfchen nicht mehr detektiert werden.

Die Miestreuung wird oft mit Schlierenverfahren kombiniert, um die flüssigen Kraftstofftropfen aufzuzeichnen, während eine gleichzeitige Visualisierung der Gebiete verdampften Kraftstoffs mit Schlieren erfolgt [Pauer, 2001]. Dennoch ist die Grenze zwischen der Flüssig- und Dampfphase nicht exakt, da auch sehr kleine Tröpfchen als „Dampf“ angesehen werden. Eine Quantifizierung der Streuchlichtintensität in einem Motor oder einer Hochdruck-

¹ www.Scatlab.org

/Hochtemperaturbrennkammer ist allerdings mit Miestreuerung schwer möglich. Die Mie-Theorie ist nur für die Lichtstreuung an kugelförmigen Teilchen gültig. Im Versuchsträger kann man nicht ausschließlich von sphärischen Partikeln ausgehen, so dass die Intensitätsverteilung zusätzlich von der geometrischen Form der Tröpfchen abhängt. Außerdem liegen nicht einzelne gleichmäßig verteilte Streupartikel, sondern eine Wolke von Tröpfchen mit unterschiedlicher Größe, Anzahl und Form vor, die auch sehr geringe Abstände zueinander aufweisen. Mehrfachstreuung, Reflexion und teilweise Extinktion des eingestrahnten und gestreuten Lichts beeinflussen die Intensitätsverteilung zusätzlich [Uhl, 2004; Zeh, 2003; Henle, 2006]. Aus diesen Gründen ist eine Auswertung der Intensitätsverteilung und somit eine Quantifizierung der Kraftstoffkonzentration im beleuchteten Volumen, wie von van der Hulst beschrieben [van der Hulst, 1981], nicht möglich.

2.4.2 Rayleighstreuung

Rayleighstreuung beschreibt die elastische Streuung von Photonen an Streuzentren, deren Durchmesser viel kleiner als die einfallende Wellenlänge ist. Zu solchen Streuzentren zählen zum Beispiel Moleküle oder Rußteilchen, aber nicht größere Partikeln wie flüssige Tropfen.

Bei Rayleighstreuung ist die Intensität des gestreuten Lichts unter anderem proportional zur Dichte der Gasmoleküle, zur Intensität des einfallenden Lichts und zu einer materialabhängigen Proportionalitätskonstante, die als Rayleigh-Streuquerschnitt bezeichnet wird. Für die Intensität I_R des Rayleigh-gestreuten Lichts in einen Raumwinkel Ω [sr] gilt die folgende Gleichung:

$$I_R = \eta \cdot I_L \cdot \Omega \cdot V \cdot \sum_i N_i \cdot \frac{\partial \sigma_i}{\partial \Omega} \quad (0-7)$$

Dabei ist η die Detektionseffizienz des Erfassungssystems, I_L die Intensität des einfallenden Lichts [mW/cm²], V das Erfassungsvolumen [cm³], N_i die Teilchendichte der Spezies i [cm⁻³], $\frac{\partial \sigma_i}{\partial \Omega}$ der differentielle Rayleigh-Streuquerschnitt [cm²/sr]:

$$\frac{\partial \sigma_i}{\partial \Omega} = \frac{3}{8\pi} \sigma_i \cdot (\cos^2 \varphi \cdot \cos^2 \theta + \sin^2 \varphi) \quad (0-8)$$

Hier ist φ der Polarisationswinkel des einfallenden Lichts relativ zur Streuebene, welche durch die Streurichtung und die Fortpflanzungsrichtung des einfallenden Lichts definiert ist. θ ist der Streuwinkel, wie in Abbildung 0-4 illustriert.

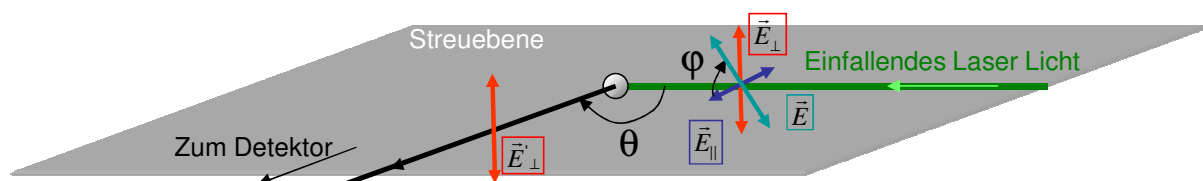


Abbildung 0-4 Definition der Streuebene, des Streuwinkels und des Polarisationswinkels. \vec{E} bezeichnet das elektrische Feld der Lichtwellen.

Wenn die Laserpolarisation senkrecht zur Streuebene orientiert ist ($\varphi = 90^\circ$) und der Detektor senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung des einfallenden Lichts positioniert ist ($\theta = 90^\circ$), vereinfacht sich die Gleichung (3-7) zu:

$$I_{R,\perp} = \frac{3}{8\pi} \cdot \eta \cdot I_L \cdot \Omega \cdot V \cdot \sum_i N_i \cdot \sigma_i \quad (0-9)$$

In diesem Fall beobachtet man die maximale gestreute Intensität.

Bestimmung des Rayleighstreuquerschnitts

Der Rayleighstreuquerschnitt eines Teilchens mit der Polarisierbarkeit α [$\text{A}^2 \text{s}^4 \text{kg}^{-1}$] wurde zum Beispiel von Miles berechnet und lautet [Miles, 2001]:

$$\sigma = \frac{8\pi^3 \alpha^2}{3\epsilon_0^2 \lambda^4} \quad (0-10)$$

σ ist dabei der Rayleigh-Streuquerschnitt [cm^2], ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums [$8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$] und λ die einfallende Laserwellenlänge [m]. Die Polarisierbarkeit hängt vom Brechungsindex n ab und kann dank der Lorentz-Lorenz-Gleichung bestimmt werden [Born, 1980]:

$$\alpha = \frac{3 \cdot \epsilon_0}{N} \cdot \frac{(n^2 - 1)}{(n^2 + 2)} \quad (0-11)$$

Dabei ist N die totale Teilchendichte der Gasmoleküle [Molekülen/cm^3] und ist gleich:

$$N = \frac{N_0 \cdot p}{R \cdot T} \quad (0-12)$$

N_0 ist die Avogadro Zahl ($6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$), p der Druck [MPa], T die Temperatur [K] und R die allgemeine Gaskonstante ($8,31472 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$).

Der Wert $3/(n^2+2)$ ist ein Faktor für die Feldkorrektur, der für Gase und näherungsweise für Flüssigkeiten und Festkörper gilt [Jackson, 1998]. Für Gase mit geringer Dichte liegt dieser sehr nahe an 1.

Mit der Definition der Polarisierbarkeit der Gleichung (3-11) ergibt sich für den Rayleigh-Streuquerschnitt:

$$\sigma = \frac{24\pi^3}{\lambda^4 N^2} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 \quad (0-13)$$

Durch die λ^{-4} Abhängigkeit erfolgt eine starke Zunahme der Rayleighstreuereffizienz im UV-Bereich. Für geringere Gasdichten ($n \sim 1$), kann man den Rayleigh-Streuquerschnitt wie folgt annähern [Miles, 2001]:

$$\sigma \cong \frac{32\pi^3}{3\lambda^4} \left(\frac{n-1}{N} \right)^2 \quad (0-14)$$

In den meisten Fällen wird angenommen, dass σ konstant ist. Allerdings, nimmt der Streuquerschnitt leicht mit der Temperatur zu. Dieser ist bei 1000 K ungefähr 2% größer als bei 300 K [Zhao, 1998; Sutton, 2004]. Außerdem kann der Brechungsindex n mit der empirischen Lorentz-Lorenz Gleichung [Partington, 1953] aus der optischen Refraktivität R_L [mol/cm³] bestimmt werden:

$$R_L = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{M}{\rho} \quad (0-15)$$

ρ ist hier die Gasdichte [g/cm³] und M die molare Masse [g/mol]. Für Standarddruck (1,01325·10⁵ Pa) und -temperatur (273,15 K) ergibt die Gleichung (3-15):

$$R_L = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot V_0 \quad (0-16)$$

mit $V_0 = 22414$ cm³/mol.

Für zahlreiche Spezies finden sich die zugehörigen Brechungsindizes oder optischen Refraktivitäten in [Partington, 1953; Gardiner et al., 1981; Vogel, 1946; Air Liquide, 1976]. Tabelle 3-1 gibt die berechneten Rayleighstreuquerschnitte für ausgewählte Moleküle an.

Molekül	n für Standarddruck und -Temperaturen (1 bar und 20°C)	σ [10 ⁻²⁴ cm ²] bei $\lambda = 532$ nm
C ₁₀ H ₂₂ (<i>n</i> -Dekan)	1,0030	0,61
C ₄ H ₁₀ (Butan)	1,0014	0,11
C ₃ H ₈ (Propan)	1,0011	0,067
N ₂	1,00030	0,0051
He	1,000035	0,000070
O ₂	1,00027	0,0042
H ₂ O	1,00025	0,0037
CO ₂	1,00045	0,015
Xe	1,00071	0,028
SF ₆	1,00078	0,035

Tabelle 0-1: Brechungsindizes und berechnete Rayleighstreuquerschnitte für ausgewählte Spezies.

Die Rayleighstreuung ist der stärkste molekulare Lichtstreuungseffekt. Aufgrund der Linearität zwischen gestreuter Intensität und Teilchendichte ist die Rayleighmesstechnik zur Bestimmung der Kraftstoffdampfkonzentration im Prinzip einfach einzusetzen. Die Quantifizierung des Signals von Rayleighmessungen in einer Raumrichtung (eindimensionale Messtechnik) zur Bestimmung der Kraftstoffkonzentration wurde von Arcoumanis et al. im Motor durchgeführt [Arcoumanis, 1984]. Rayleighmesstechnik mit Detektierung in zwei Raumrichtungen (zweidimensionale Messtechnik) zur Bestimmung der Kraftstoffkonzentration oder des Kraftstoff/Luft-Verhältnisses in einem Versuchsträger mit optischen Zugängen (Transparentmotor oder Hochdruck/Hochtemperaturbrennkammer) wurden von Schulz et al., Espey et al. und Idicheria und Pickett angewendet [Schulz, 2004; Espey, 1997; Idicheria, 2007].

Da es sich allerdings um einen elastischen Streuprozess handelt, sind Informationen über die Spezies schwer zu gewinnen. Zudem wird Rayleighstreuung von Miestreuung an größeren Teilchen, die viel stärker ist, überlagert. Aus diesem Grund kann die Rayleighstreuung für Dampfkonzentrationsmessungen nur in Gebieten ohne flüssige Tröpfchen eingesetzt werden. Außerdem wirken sich im Versuchsträger die Lichtstreuung an Bauteilen und die Verschmutzung von Komponenten auf die Intensität der Anregungswellenlänge und auf das detektierte Signal aus. Deswegen müssen entsprechende Maßnahmen getroffen werden, um unerwünschtes Streulicht von den Brennraumwänden oder den Kammerfenstern zu vermeiden.

Rayleighstreuung und Polarisation

In den meisten Rayleighexperimenten wird das Medium von einer senkrecht polarisierten Laserlichtwelle ($\varphi = 90^\circ$) beleuchtet und die Rayleighstreuung senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung des einfallenden Lichts ($\theta = 90^\circ$) bestimmt. Die Polarisation des einfallenden Lichts bleibt zum größten Teil erhalten, d. h. das gestreute Licht ist überwiegend senkrecht polarisiert. Allerdings wird ein kleiner Anteil der einfallenden Laserstrahlung durch nicht isotrope Teilchen depolarisiert [Fielding, 2002]. Der Depolarisationsanteil ρ_p wird durch den Quotienten zwischen dem senkrecht polarisierten Licht E_\perp und dem parallel polarisierten Licht E_\parallel bestimmt [Miles, 2001]:

$$\rho_p = \frac{E_\perp}{E_\parallel} = \frac{3\gamma^2}{45\alpha^2 + 4\gamma^2} \quad (0-17)$$

wobei α die Polarisierbarkeit bezeichnet und γ die Anisotropie ist. Alle Komponenten des Polarisierbarkeitstensors sind frequenzabhängig, deswegen wird der Depolarisations-Anteil mit der einfallenden Wellenlänge variieren.

In Tabelle 3-2 werden Werte für den Depolarisationsanteil von einigen verwendeten Gasen dargestellt. Der Depolarisationsanteil ist für die meisten Flammen-Spezies in der Größenordnung von wenigen Prozent. Bei Kohlenwasserstoffen ist der Depolarisationsanteil noch viel kleiner und deswegen vernachlässigbar.

Spezies	$\rho_p \times 10^2$ @ $\lambda = 532 \text{ nm}$
N ₂	1,02 ± 0,02
O ₂	2,70 ± 0,10
CO ₂	3,91 ± 0,04
CO	0,538 ± 0,015
C ₃ H ₈ (Propan)	0,181 ± 0,015
C ₂ H ₄	--

Tabelle 0-2 Depolarisationsanteil von ausgewählten Gasen für $\lambda = 532 \text{ nm}$ [Fielding et al., 2002].

Die Polarisationseigenschaften der Rayleighstreuung wurden von Fielding et al. [Fielding, 2002] zur Ermittlung der Kraftstoffkonzentration verwendet. Dabei wurden die Polarisations- und die Depolarisationsanteile der Rayleighstreuung gemessen und die Differenz zwischen beide Signale wurde verwendet um die Kraftstoffkonzentration in Flammen zu bestimmen.

2.4.3 Ramanstreuung

Spontane Ramanstreuung an kleinen Molekülen ($d \ll \lambda$) ist ein inelastischer Effekt, der zum ersten Mal von Raman im Jahre 1928 nachgewiesen wurde [Raman, 1928]. Bei Ramanuntersuchungen führt der Energieaustausch zwischen Lichtfeld und Streumolekülen zu einer signifikanten Frequenzverschiebung bezüglich der Anregungswellenlänge. Bei einer Blauverschiebung bzw. einer Rotverschiebung gegenüber der Anregungswelle spricht man von Anti-Stokes-Raman bzw. von Stokes-Raman (siehe Abbildung 0-2). Der Grad der Wellenlängen-Verschiebung ist abhängig vom Molekül. Deswegen liefert die Ramanstreuung stoffspezifische Informationen.

Für die Intensität $I_{Raman,i}$ des Raman-gestreuten Lichts einer Spezies i in einem Raumwinkel Ω [sr] gilt:

$$I_{Raman,i} = \eta \cdot I_L \cdot \Omega \cdot V \cdot N_i \cdot \frac{\partial \sigma_{Raman,i}}{\partial \Omega} \quad (0-18)$$

Dabei ist η die Detektionseffizienz des Erfassungssystems, I_L die Intensität des einfallenden Lichts [mW/cm²], N_i die Teilchendichte der Spezies i [cm⁻³] im Volumen V [cm³] und $\frac{\partial \sigma_{Raman,i}}{\partial \Omega}$ der differenzielle Raman-Streuquerschnitt der Spezies i . Letztere ist proportional zu:

$$\frac{\partial \sigma_{Raman,i}}{\partial \Omega} \propto (\tilde{\nu}_0 - \tilde{\nu}_{vib})^4 \quad (0-19)$$

$\tilde{\nu}_0 = 1/\lambda_0$ bzw. $\tilde{\nu}_{vib}$ bezeichnen die einfallende Wellenzahl bzw. die Schwingungswellenzahl [cm⁻¹]. Diese ist speziesspezifisch. Die Schwingungsfrequenzen von ausgewählten Spezies sind in der Tabelle 3-3 zusammengefasst:

Spezies	$\tilde{\nu}_{vib}$ [cm ⁻¹]	$\frac{\partial \sigma_{Raman}}{\partial \Omega}$ [10 ⁻³⁰ cm ² /sr] bei $\lambda = 355$ nm	$\frac{\partial \sigma_{Raman}}{\partial \Omega}$ [10 ⁻³⁰ cm ² /sr] bei $\lambda = 532$ nm
C ₃ H ₈ (Propan)	1465	7,9	1,4
N ₂	2331	2,79	0,46
O ₂	1556	3,69	0,65
H ₂ O	3657	6,15	0,89
CO ₂	1388	3,38	0,60

Tabelle 0-3 Schwingungsfrequenzen und differenzielle Raman-Streuquerschnitte für ausgewählte Spezies [Zhao und Ladommatos, 1998]. Die differenziellen Raman-Streuquerschnitte wurden für linear polarisiert einfallendes Licht und senkrecht zur Streuebene gestreutes Licht berechnet ($\varphi = 90^\circ$ in der Abbildung 0-4). Diese Werte sind alle Streuwinkel gültig (θ ist beliebig in der Abbildung 0-4).

Anhand der Tabelle wird klar, dass die einfallende Wellenlänge stark die Signalintensität der Ramanstreuung beeinflusst: bei Verwendung der dritten harmonische des Nd:YAG Lasers ($\lambda = 355$ nm) ist zum Beispiel der Raman-Streuquerschnitt von N₂ sechsmal höher als bei einem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser ($\lambda = 532$ nm). Bei Verwendung des gleichen Lasers ist allerdings die Pulsenergie um etwa 70% geringer, wenn mit Frequenzverdreifung statt mit Frequenzverdoppelung gearbeitet wird. Der Vorteil des höheren Wirkungsquerschnitts geht durch höhere Konversionsverluste größtenteils verlo-

ren. Die Anwendung der 3. harmonischen anstatt der 2. harmonischen bringt deswegen typischerweise eine Intensitätserhöhung des gestreuten Signals von ca. 15% [Zhao, 1998].

Die Ramanmesstechnik ermöglicht Konzentrationsmessungen von allen wichtigen Spezies der Verbrennung: H_2O , N_2 , O_2 , CO_2 , CO und Kraftstoff. Daher kann das Luft-/Kraftstoff-Verhältnis gleichzeitig ermittelt werden. Außerdem bietet die Frequenzverschiebung von Stokes bzw. Anti-Stokes Ramanstreuungsprozesse eine Möglichkeit, die Raman-Signale von anderen Streusignalen zu trennen. Ein weiterer Vorteil der Ramanstreuung im Gegensatz zu LIF ist, dass die Streuintensität durch Kollisionen nicht variiert. Damit ist das Signal unabhängig von Druck und Zusammensetzung der Umgebung. Spontane Ramanstreuung bietet eine äußerst geringe Streuintensität (der Ramanstreuquerschnitt eines Moleküls ist üblicherweise drei Größenordnungen kleiner als der zugehörige Rayleighstreuquerschnitt). Die Ramanmesstechnik wird, genau wie die Rayleighmesstechnik, durch die Miestreuung an flüssigen Tröpfchen überlagert. Raman-Spektroskopie mit Detektierung in einer Raumrichtung wurde von Arndt et al. angewendet, um das Kraftstoff/Luft-Verhältnis zu bestimmen [Arndt, 2000]. Quantitative, Ensemble-gemittelte 2D-Bilder des Kraftstoff/Luft-Verhältnisses würden durch Raman-Punktmessungen von Heinze und Schmidt bestimmt [Heinze, 1989]. Dabei wurden die 2D-Bilder durch einer Traversierung des Messpunktes in zwei Raumrichtungen erreicht.

2.5 Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF), Laserinduzierte Exciplex Fluoreszenz (LIEF)

Laserinduzierte Fluoreszenz ist ein elektronischer Absorptions- und Emissionsprozess, der ein relativ starkes Signal produziert. Das Fluoreszenzlicht ist normalerweise gegenüber dem eingestrahlteten Licht zu längeren Wellenlängen verschoben und die eingestrahelte Wellenlänge wird so ausgewählt, dass sie mit einer Absorptionswellenlänge zusammenfällt [Eckbreth, 1998].

Abbildung 0-5 vermittelt ein grundlegendes Verständnis dieses Prozesses und beschreibt die Absorption und Emission von elektromagnetischer Strahlung an Atomen und Molekülen. Durch Anregung durch Photonen geht das System vom Grundzustand in den angeregten Zustand über. Dieser Vorgang wird als Absorption bezeichnet. Das System kann nach der Anregung seine Energie auf verschiedenen Wegen wieder abgeben [Eckbreth, 1998]:

- Das Molekül kehrt durch stimulierte Emission in seinen Grundzustand zurück.
- Absorption eines weiteren Photons hebt es in einen höheren Zustand, gelegentlich bis zu den ionisierten Zuständen. Das ist die Photoionisation.
- Die innere Energie des Systems wird durch inelastische Kollisionen mit anderen Molekülen geändert: dieser Vorgang wird als Quenching bezeichnet und hängt von der Art und der Konzentration sowie der Temperatur der umgebenden Teilchen ab.
- Der Zerfall von Molekülen aus dem angeregten Zustand unter Einwirkung von Licht infolge einer Kreuzung mit nicht-bindenden Zuständen ist die sogenannte Prädissoziation.
- Das Molekül kehrt durch spontane Emission eines Photons in den Grundzustand zurück. Das ist die sogenannte Fluoreszenz. Die Fluoreszenz eines Moleküls ist meis-

tens rotverschoben. Findet die Fluoreszenz ohne Wellenlängenverschiebung statt, spricht man von resonanter Fluoreszenz.

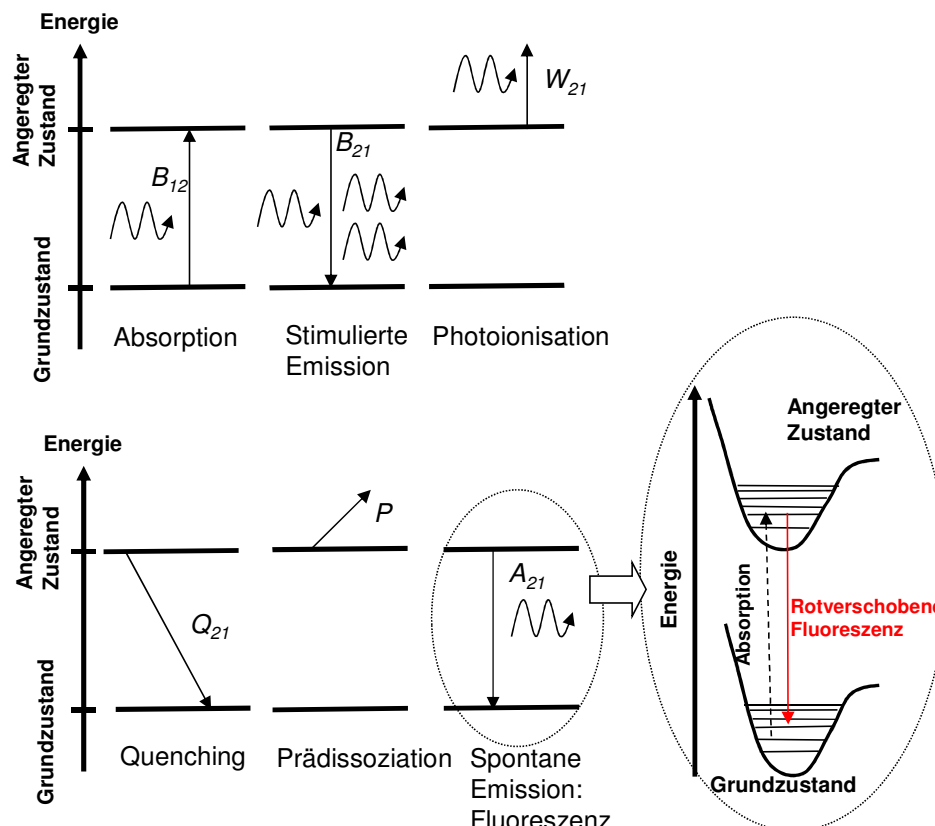


Abbildung 0-5 Modell der Hauptenergietransferprozesse: Absorption B_{12} , induzierte Emission B_{21} , Photoionisation W_{21} , Quenching Q_{21} , Prädissoziation P , Spontane Emission A_{21} [Eckbreth, 1988].

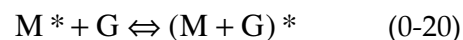
Um quantitative Fluoreszenzmessungen durchzuführen, muss das Molekül ein bekanntes Absorptions- und Emissionsspektrum haben. Zunächst muss das Molekül eine Absorptionswellenlänge haben, die für den Laser erreichbar ist. Die Fluoreszenzintensität ist direkt proportional zur Teilchenzahl und kann deswegen verwendet werden, um quantitative Messungen der Kraftstoffkonzentration bzw. das Luft/Kraftstoff-Verhältnisses durchzuführen. Es handelt sich um einen molekülspezifischen Prozess, dessen Signalintensität relativ hoch ist und welcher zweidimensionale Messungen ermöglicht. Allerdings muss man die Verluste durch Quenching, Prädissoziation und Photoionisation berücksichtigen [Eckbreth, 1998]. Die Effekte erschweren die Quantifizierung und beeinflussen die Genauigkeit der Messtechnik zum Beispiel aufgrund nicht konstanten Quenchings.

Es gibt drei mögliche Strategien zum Einsatz von LIF zur Messung der Kraftstoffkonzentration in Verbrennungsmotoren oder in Brennkammern: man kann entweder die natürliche Fluoreszenz des Kraftstoffes beobachten (LIF) oder die Fluoreszenz einer Dotiersubstanz, deren Eigenschaften zu den Kraftstoffverdampfungseigenschaften passen, betrachten (LIF mit Dotiersubstanz). Als dritte Möglichkeit, kann man die Fluoreszenz einer Exciplex-Dotiersubstanz ermitteln: Das ist die so genannte Laserinduzierte Exciplex-Fluoreszenz (LIEF).

- Kommerzielle Kraftstoffe enthalten von Natur aus fluoreszierende Komponenten. Die direkte Bestimmung des LIF-Signals vom Kraftstoff vereinfacht die Versuche, da die Zugabe eines Tracers nicht nötig ist. Allerdings wird die Interpretation der Ergebnis-

se erschwert. Gründe dafür sind die schlechte Reproduzierbarkeit von Fluoreszenzmessungen aufgrund kleiner Änderungen in der Rezeptur von einer Kraftstoffcharge zu der anderen und Informationslücken über die Spektroskopie der fluoreszierenden Komponenten. Zusätzlich fluoreszieren nur die Aromaten im Kraftstoff, die jedoch darin eher zu den schwerflüchtigen Komponenten zählen. Deswegen wird der Kraftstoff, der zu einem Großteil aus Alkanen besteht, nicht zufriedenstellend charakterisiert. LIF-Messungen zur Bestimmung der Kraftstoffkonzentration mittels der natürlichen Fluoreszenz von kommerziellem Diesel wurden von Pastor et al. durchgeführt [Pastor, 2002].

- Bei LIF mit einer Dotiersubstanz (Tracer) muss diese die vorhandene Laserwellenlänge absorbieren und der Einfluss von Stoßlöschprozessen (Quenching) muss quantifizierbar und idealerweise auch gering sein. Am besten soll auch die Fluoreszenz dieses Tracers ausreichend rotverschoben sein um eine einfache Trennung zwischen dem elastisch gestreuten Licht und dem LIF-Signal zu ermöglichen. Eine Übersicht über verschiedene Tracer findet sich in [Schulz, 2005]. Kaiser und Long haben quantitative LIF-Messungen durchgeführt, sie haben Dodekan als nicht fluoreszierenden Ersatzkraftstoff und Naphthalin als Tracer verwendet [Kaiser, 2005].
- Bei gleichzeitiger Visualisierung der Sprayflüssigphase und -Dampfphase bietet die Fluoreszenz keine Möglichkeit zur spektralen Trennung zwischen Flüssig- und Dampfphase. Um dieses Problem zu bewältigen, hat Melton die laserinduzierte Exciplex-Fluoreszenz (LIEF) entwickelt [Melton, 1984; Melton, 1985]. Bei dieser Methode reagiert ein angeregtes fluoreszierendes Molekül M^* in der flüssigen Phase mit einem anderen Molekül G , um eine zweite fluoreszierende Spezies zu bilden $(M+G)^*$, das ist das so genannte Exciplex [Zhao, 1998]:



Die Fluoreszenz des Exciplexes $(M+G)^*$ ist rotverschoben zur Fluoreszenz von M^* . Die Reaktion zwischen M^* und G zur Bildung von $(M+G)^*$ ist reversibel und in den meisten Fällen ist es möglich, die Konzentration der Spezies G anzupassen, so dass der Exciplex $(M+G)^*$ in der Flüssigphase der dominierende Emmitter ist und das Monomer M^* der Hauptemitter in der Spraydampfphase ist. Grund dafür ist, dass der Exciplex in der Dampfphase aufgrund der geringen Dichte und höheren Temperatur nicht stabil ist [Zhao, 1998]. Die Peakemissionen des Monomers M^* und des Exciplexes $(M+G)^*$ sollten spektral ausreichend getrennt sein, um als Marker der Dampf- bzw. der Flüssigphase agieren zu können. Wenn die optische Dichte des Sprays dünn genug ist und die Spezies M mit dem Kraftstoff verdampft, ist es möglich, die Kraftstoffmenge im verdampften und flüssigen Spray zu messen. Die Fluoreszenzintensität ist direkt proportional zur Kraftstoffkonzentration und eine Kalibrierung ermöglicht quantitative Messungen, allerdings hängt die Kalibrationskonstante von den Quenching-Effekten und vom dem Druck und Temperatur stark ab: das Signal ist deswegen schwer zu kalibrieren. Der Quenching-Effekt von Sauerstoff in der Spraydampfphase ist ein ernstes Problem. Dieser Effekt kann durch Arbeiten in Stickstoffatmosphäre minimiert werden. Eine weitere Begrenzung für quantitative Messungen liegt in der Temperaturabhängigkeit der Exciplex-Bildung: Bei höheren Temperaturen verschiebt sich auch in der flüssigen Phase das Gleichgewicht zu den

Monomeren, was zu einer spektralen Überlagerung der Flüssig- und der Dampfphase führt [Zhao, 1998].

Die Bestimmung der Kraftstoffkonzentration in einem Dieselspray in einer Hochdruck-/Hochtemperaturbrennkammer mittels LIEF wurde von Bruneaux [Bruneaux, 2001; Bruneaux, 2005] und von Kim und Ghandhi [Kim, 2005] untersucht. [Fujimoto, 2002] haben die LIEF-Messtechnik in einem DI-Dieselmotor angewendet.

2.6 Laser Extinktion/Absorption (LEA)

Um Kraftstoffdampfkonzentration und Tropfendichte innerhalb des Sprays gleichzeitig zu messen, wurde 1981 von Chraplyvy zum ersten Mal die Verwendung von LEA vorgeschlagen [Chraplyvy, 1981]. Es müssen zwei getrennte Messungen gemacht werden: Eine Transmissionsmessung bei einer Wellenlänge (λ_T), die vom Kraftstoff nicht absorbiert wird, um die optische Dichte der Tropfen (infolge Streuung) zu bestimmen und eine Transmissionsmessung bei einer vom Kraftstoff absorbierten Wellenlänge (λ_A), um die gesamte optische Dichte von Dampf und Tropfen zu messen. Die über die Sichtlinie (line-of-sight) integrierte Extinktion des Lichts bei absorbierender Wellenlänge durch das Spray erfolgt durch Tropfenstreuung, Tropfenabsorption und Dampfabsorption. In manchen Fällen ist die Tropfenabsorption vernachlässigbar. Bei den Transmissionsmessungen bei nicht absorbierender Wellenlänge ist die Extinktion des Lichts durch Streuung an den Tropfen verursacht. Die über die Sichtlinie integrierte optische Dichte des Dampfes erfolgt deswegen durch das Subtrahieren der optischen Dichte der Tropfen bei transmittierender Wellenlänge (λ_T) von der gesamten optischen Dichte von Dampf und Tropfen bei absorbierender Wellenlänge (λ_A).

Die transmittierte Laserintensität $I(\lambda_A)$ der Mischung von Dampf und Tropfen hängt von der einfallenden Laserintensität $I_0(\lambda_A)$ [Zhao, 1998] ab:

$$I(\lambda_A) = I_0(\lambda_A) \cdot \exp(-\alpha(\lambda_A) \cdot C_{dampf} \cdot L) \cdot \exp\left(-\int_0^L K_{ext}(\lambda_A) dx\right) \quad (0-21)$$

Dabei ist $\alpha(\lambda_A)$ [m²/mol] der Dampf-Absorptions-Faktor bei λ_A , C_{dampf} die mittlere effektive Teilchendichte in der Dampfphase [mol/m³], L die optische Weglänge [m] und K_{ext} der Extinktionsfaktor einer Tropfenwolke durch Streuung [m⁻¹]. Der erste Teil der Gleichung (3-21) repräsentiert die Lichtabschwächung des Dampfes, während der letzte Teil der Gleichung (3-21) die Lichtextinktion aufgrund der Tropfen bezeichnet, welche die Absorptions- und Streuverluste berücksichtigt.

Die Teilchendichte der Tröpfchen kann dank des Extinktionsfaktors K_{ext} bestimmt werden und die Ermittlung der Teilchendichte in der Dampfphase C_{dampf} benötigt eine weitere Extinktionsmessung bei einer nicht-absorbierten Wellenlänge λ_T . Die Lichtextinktion bei dieser Wellenlänge wird vollständig durch Tropfenstreuung verursacht [Zhao, 1998] und entspricht:

$$I(\lambda_T) = I_0(\lambda_T) \cdot \exp\left(-\int_0^L K_{sca}(\lambda_T) dx\right) \quad (0-22)$$

K_{sca} bezeichnet den Streufaktor. Bei Neuschreiben der beiden Gleichungen (3-21) und (3-22) bezüglich der optischen Dicke τ ergibt sich:

$$I(\lambda_A) = I_0(\lambda_A) \cdot \exp(-\tau(\lambda_A)_{dampf}) \cdot \exp(-\tau(\lambda_A)_{tropfen}) \quad (0-23)$$

$$I(\lambda_T) = I_0(\lambda_T) \cdot \exp(-\tau(\lambda_T)_{tropfen}) \quad (0-24)$$

Bei Substitution der Gleichung (3-24) in der Gleichung (3-23), resultiert die über die Sichtlinie gemittelte Dampfteilhendichte:

$$\begin{aligned} C_{dampf} &= \frac{1}{\alpha(\lambda_A) \cdot L} \left[-\tau(\lambda_T)_{tropfen} \left(\frac{\tau(\lambda_A)_{tropfen}}{\tau(\lambda_T)_{tropfen}} \right) - \ln \left(\frac{I}{I_0} \right)_{\lambda_A} \right] \\ &= \frac{1}{\alpha(\lambda_A) \cdot L} \left[\ln \left(\frac{I}{I_0} \right)_{\lambda_T} R - \ln \left(\frac{I}{I_0} \right)_{\lambda_A} \right] \end{aligned} \quad (0-25)$$

Dabei bezeichnet R das Verhältnis der optischen Dichte der Tropfen beider Wellenlängen. Um R zu erhalten, muss die Tropfengrößenverteilung bekannt sein, welche mittels des Versuchs mit sichtbarer Laserstreuung durch Fraunhofer Diffraktionstechnik bestimmt werden kann [Swithenbank, 1991]. Außerdem erfolgt die Näherung $R \sim 1$ für die Spraygebiete, in denen der mittlere Tropfendurchmesser größer als $20 \mu\text{m}$ sind [Drallmeier, 1994], was gleichbedeutend ist mit der Annahme, dass K_{sca} unabhängig von der Wellenlänge ist.

Basierend auf diesem Prinzip haben Suzuki et al. einen Messaufbau zur Bestimmung der Konzentration von flüssigen Tröpfchen und von Kraftstoffdampf in einem verdampfenden Dieselspray entwickelt [Suzuki, 1993]. Zhang et al. und Nishida et al. haben ebenso diese Messtechnik verwendet, um die Tropfen- und Dampfkonzentrations-Verteilung in Dieselsprays zu untersuchen [Zhang, 2001; Nishida et al., 2006]. Nishida et al. haben die line-of-sight Messtechnik weiterentwickelt und haben ein 2D-Verfahren daraus entwickelt: Die Laserstrahlen wurden aufgeweitet und die entsprechenden Bilder mit einer Kamera aufgezeichnet.

2.7 Zusammenfassung

Außer dem Schlierenverfahren, welches eine gesamte Beobachtung des Dieselspray-Verhaltens liefert, ermöglichen alle oben beschriebenen Messtechniken eine quantitative Bestimmung der Kraftstoffkonzentration. Allerdings variieren der experimentelle Aufwand sowie die Qualität und die Genauigkeit der Messergebnisse stark von einer Messtechnik zur anderen. Der beste Kompromiss zwischen experimentellerem Aufwand und Genauigkeit der bestimmten Kraftstoffkonzentration ist deswegen gesucht. Die Vor- und Nachteile der oben beschriebenen Messtechniken zur quantitativen Messung der Kraftstoffdampfkonzentration sind in Tabelle 3-4 zusammengefasst.

Messtechnik	Vorteile	Nachteile
Rayleigh	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Starker Streuprozess ▪ 2D-Messungen möglich ▪ Beliebige Laserwellenlänge verwendbar ▪ Moderater experimenteller Aufwand 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Messverfahren auf die Gasphase beschränkt (wegen Miestreueung an flüssigen Kraftstofftröpfchen) ▪ Überlagerung des Signals mit unerwünschter Streuung an Oberflächen des Brennraums ▪ Keine Selektivität bezüglich einzelner Spezies
Raman	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Molekülspezifische Messtechnik 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Geringe Signalintensität ▪ Sehr hoher experimenteller Aufwand ▪ 2D-Messungen schwer möglich
LIF	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Starkes Signal ▪ 2D-Messungen möglich ▪ Teilweise molekülspezifische Messtechnik 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Einsatz von Tracern ▪ Quenching: Signal nicht ausschließlich proportional zur Kraftstoffkonzentration. Einfluss von Druck, Temperatur und Zusammensetzung der Umgebung ▪ Schwer zu kalibrieren
LIEF	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Gleiche Vorteile wie LIF ▪ Gleichzeitige Ermittlung des Dampf- und Flüssigkeitssignals 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Gleiche Nachteile wie LIF ▪ Potenzielles Übersprechen von Flüssigkeits- auf Gasphasensignal.
LEA	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Quantitative Konzentrations-Messungen ▪ Starkes Signal 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ 2 Wellenlängen benötigt ▪ Tropfengrößenverteilung benötigt Integration entlang Sichtlinie

Tabelle 0-4: Zusammenfassung der Vorteile und Nachteile der verschiedenen quantitativen Messtechniken zur Bestimmung der Kraftstoffdampfkonzentration.

Die Wechselwirkungseffizienzen zwischen anregendem und emittiertem Photon, die sogenannten Wechselwirkungsquerschnitte, sind für Fluoreszenz, Rayleigh- und Ramanstreuung sehr unterschiedlich, wie in Tabelle 3-5 zu sehen ist. Dabei wird klar, dass die Fluoreszenz eine Signalausbeute besitzt, die mehrere Größenordnungen stärker als die der Rayleigh- und der Ramanstreuung ist. Außerdem liegt der Rayleighstreuquerschnitt mindestens drei Größenordnungen über dem Raman-Streuquerschnitt. Im Vergleich zur Fluoreszenz und zur Rayleighstreuung ist deswegen die Ramanstreuung ein sehr schwacher Prozess.

Prozess	$\partial\sigma / \partial\Omega$ [cm ² /sr]
Atomfluoreszenz	10 ⁻¹³ bis 10 ⁻¹⁸
Molekülfluoreszenz	10 ⁻¹⁹ bis 10 ⁻²⁴
Rayleighstreuung	10 ⁻²⁶
Lineare Rotations-Ramanstreuung	10 ⁻²⁹ bis 10 ⁻³⁰
Lineare Vibrations-Ramanstreuung	10 ⁻³¹

Tabelle 0-5: Vergleich der Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Prozesse [Leipertz, 1984].

Die Rayleightechnik benötigt einen geringeren experimentellen Aufwand im Vergleich zu den anderen optischen Messtechniken, da die einfallende Laserwellenlänge beliebig gewählt werden kann, obwohl aufgrund der λ^{-4} Abhängigkeit des Signals eine kurze Wellenlänge zu bevorzugen ist. Im Vergleich zur Ramanstreuung liefert die Rayleighstreuung ein stärkeres Signal, das mit einer ICCD-Kamera detektiert werden kann. Außerdem ist das Ramanverfahren eher für Linienmessungen verwendbar und schwer für 2D-Messungen einsetzbar. Aus diesem Grund wurde in dieser Arbeit die Rayleighmesstechnik gegenüber dem Ramanverfahren bevorzugt.

Obwohl die Fluoreszenz das stärkste Signal bietet, ist diese Messtechnik mit mehreren Nachteilen verbunden: Ohne den Einsatz von Tracern sind die Messergebnisse mit realem Kraftstoff zu ungenau aufgrund der schlechten Reproduzierbarkeit der Fluoreszenz des Kraftstoffes. Die Verwendung von Einkomponenten-Kraftstoffen ist ebenso nicht zielführend, da die Anregung der Fluoreszenz von Einkomponentenkraftstoff, welche den Dieselkraftstoff ausreichend gut beschreiben, mit den zur Verfügung stehenden Wellenlängen von Standardlasern schwer möglich ist.

Im Gegensatz zur Fluoreszenz wird das Rayleighsignal nicht durch Stoßprozesse beeinflusst und ist *nur* proportional zur einfallenden Laserenergie, Teilchendichte der Kraftstoffmoleküle und den zugehörigen Rayleighstreuquerschnitten. Eine Kalibrierung des gestreuten Rayleighsignals ist deswegen leichter möglich.

Aus diesen Gründen bietet die Rayleighmesstechnik einen guten Kompromiss zur Bestimmung der Kraftstoffkonzentration im verdampften Spray und wurde für diese Arbeit ausgewählt.

3 Versuchsträger und optische Messtechniken

Die Gemischbildung und Verbrennung in Dieselmotoren ist von komplexen physikalisch-chemischen Teilprozessen abhängig, welche von vielen äußeren Parametern beeinflusst werden. Diese Parameter können im Motor nur unzureichend voneinander getrennt werden und ihr Einfluss auf die Teilprozesse ist schwer zu beobachten, so dass Untersuchungen an vereinfachten Versuchsträgern hilfreich sind. Die Untersuchungen in dieser Arbeit erfolgen an einer Hochdruck-/Hochtemperaturbrennkammer unter dieselmotortypischen Randbedingungen.

Um Kenntnisse über die gesamte Spraystruktur (Verteilung der Flüssig- und Dampfphase, Bestimmung der Spraykegelwinkel und Eindringtiefe, Beobachtung der Spraygeometrie,...) zu gewinnen, wurde die kombinierte Mie-/Schlieren-Messtechnik als qualitatives Verfahren eingesetzt. Zur quantitativen Bestimmung der Kraftstoffkonzentration im verdampften Spray wird die Rayleighmesstechnik verwendet. Im folgenden Kapitel werden der Versuchsträger sowie die zugehörigen optischen Systeme vorgestellt.

3.1 Versuchsträger: die Hochdruck-/Hochtemperaturbrennkammer

Um die Kraftstoffgemischbildung unter dieselmotortypischen Bedingungen zu charakterisieren, ist eine Hochdruck-/Hochtemperaturbrennkammer ein geeigneter Versuchsträger, in welchem das Verhalten des flüssigen und dampfförmigen Kraftstoffsprays sowie der Verbrennungsablauf untersucht werden können. Vorteile solcher Kammern bestehen im Vergleich zum Transparentmotor in einer einfacheren Anwendung von optischen Messtechniken dank der großflächigen optischen Zugänge und der Abwesenheit einer Ladungsbewegung mit dieselmotortypischem Strömungsfeld sowie der Abwesenheit von Bildverzerrungen durch den Quarzglaskolben, welcher die Verformung des Sichtfelds (Verzerrungen, Abbildung Abhängigkeit von der Kolbenposition) verursacht und somit zu einer erschwerten Interpretation der Bilder führt.

Zur Erreichung von realistischen Dieselmotorbrennraumdrücken und -temperaturen mit einer Hochdruck-/Hochtemperaturbrennkammer (für einen Mitteldruck von $p = 8$ bar liegen in einem heutigen PKW-Dieselmotor der Brennraumdruck und die Brennraumtemperatur am oberen Totpunkt bei ca. 65 bar und ca. 800 K) gibt es zwei grundsätzliche verschiedene Prinzipien: kontinuierlich durchströmte Kammern mit stationärer Beheizung des Luftstroms [Ipp, 2005; Gronki, 2003] und diskontinuierlich arbeitende Kammern. Zu den letzteren zählen die „Rapid Compression Machines“ (RCM) [Oren, 1987] und die Brennkammern mit einer Acetylen- [Oren, 1985] oder Wasserstoffvorverbrennung [Pauer, 2001]. Die RCM ermöglicht die Erzeugung von hohem Druck und hoher Temperatur durch eine schnelle Kolbenbewegung. Bei Brennkammern mit Acetylen- oder Wasserstoffvorverbrennung erfolgt die Kammeraufheizung durch chemische Reaktionen. In Rahmen dieser Arbeit wurde eine Brennkammer mit Wasserstoffvorverbrennung angewendet.

3.1.1 Eigenschaften der Hochdruck-/Hochtemperaturbrennkammer

Die verwendete Brennkammer, die in Abbildung 3-1 dargestellt ist, besitzt ein Innenvolumen von 2 Litern und ist für einen maximalen Druck von 8 MPa zugelassen. Die Kammer besteht aus einem massiven Stahlkörper, dem verschiedene Rückwände eingebaut werden können. Außerdem ermöglicht die Konstruktion verschiedener Kammerrückwände die Montage von verschiedenen Einspritzsystemen: der Common-Rail-Injektor (CR-Injektor) ist mittels einer Spannpratze an der Rückwand fixiert. Um eine Düsenbeschädigung durch Verkokung zu vermeiden, wird der Injektor durch ein geeignetes Kühlsystem auf Betriebstemperatur gehalten. Das CR-System stellt den notwendigen Kraftstoffdruck von bis zu 2000 bar über eine Hochdruckpumpe und einen Druckspeicher (Common Rail) zur Verfügung. Auf dem Injektor gegenüberliegenden Seite der Kammer befindet sich ein massives Frontfenster aus synthetischem Quarzglas mit einem Durchmesser von 100 mm. Zusätzlich stehen zwei Quarzglasscheiben senkrecht zu Rückwand und zum Frontfenster als optische Zugänge für die verschiedenen angewendeten Beleuchtungssysteme zur Verfügung. Die Seitenscheiben haben ein Sichtfeld von $80 \times 50 \text{ mm}^2$. Alle Scheiben sind aus dem Werkstoff Suprasil hergestellt, der eine hohe Transmission von ca. 95% im UV-Bereich aufweist und nicht fluoresziert.

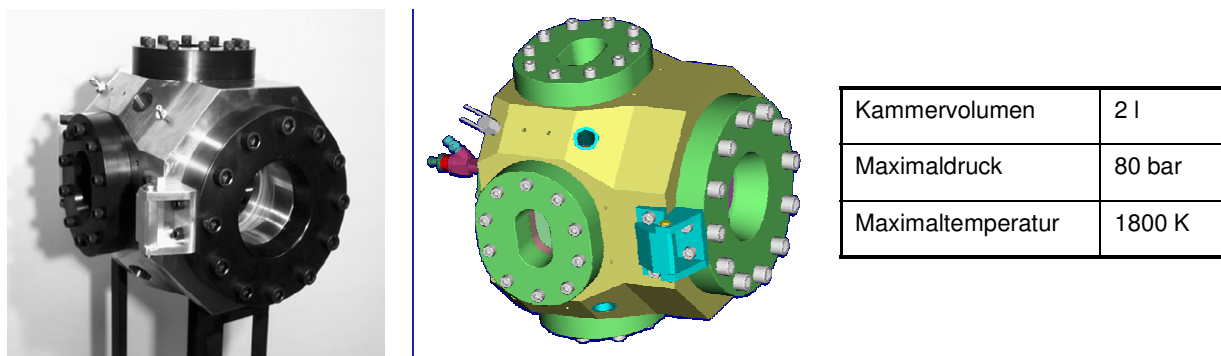


Abbildung 3-1 Die Hochdruck-/Hochtemperaturbrennkammer.

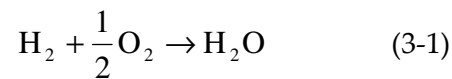
Eine elektrische Vorheizung der Kammerwände von mindestens 423 K bis maximal 473 K minimiert die Kondensation des bei der Vorverbrennung entstehenden Wasserdampfs. Außerdem werden die Wärmeverluste an den Kammerwänden minimiert. Der aktuelle Kammerdruck wird durch einen piezoresistiven Absolutdrucksensor gemessen.

Wesentliche Vorteile dieser Hochdruck-/Hochtemperaturbrennkammer im Vergleich zum Motor liegen darin, dass Untersuchungen unter vereinfachten dieselmotorischen Bedingungen durchgeführt werden können. Der Kammerdruck, die -temperatur und der Sauerstoffanteil werden getrennt eingestellt, um die Beobachtung des Einflusses jedes einzelnen Parameters auf das Spray zu ermöglichen. Ein weiterer Vorteil der Geometrie der Hochdruck-/Hochtemperatur-Brennkammer ist, dass der sich ausbreitende Einspritzstrahl ohne Spray/Wand Wechselwirkung beobachtet werden kann.

3.1.2 Wasserstoffvorverbrennung

In Abhängigkeit von den gewünschten Kammerdrücken, -temperaturen und Sauerstoffkonzentrationen, wird die Kammer mit definierten Partialdrücken von Stickstoff, Sauerstoff und Wasserstoff befüllt. Ein Zündfunke initiiert die Vorverbrennung. Durch ein geeignetes Mi-

sungsverhältnis verbrennt der Wasserstoff mit einem Teil bzw. der gesamten Menge des Sauerstoffs und führt zur Bildung von Wasserdampf. Die stöchiometrische Reaktion lautet:



Wasserdampf ist unter motorischen Bedingungen ebenfalls als Restgas im Motorbrennraum enthalten [Riva, 1993; Edwards, 1992] und hat auf die Gemischbildung und Entflammung des Kraftstoffs einen unbedeutenden Einfluss. Wenn genügend Sauerstoff vorhanden ist, können sich zusätzlich aufgrund der Anwesenheit von Stickstoff kleine Mengen thermischer NO_x bilden.

Die freiwerdende Energie der Wasserstoffvorverbrennung heizt die Kammeratmosphäre auf und führt zu einem Druckanstieg innerhalb der Kammer. Diese Verbrennung dauert ca. 120 ms. Wenn der Spitzendruck erreicht ist, kühlt sich die Kammeratmosphäre durch Energietransport an die Kammerwände innerhalb von einigen Sekunden isochor ab, wodurch der Kammerdruck abfällt (siehe Abbildung 3-2). Dieser langsame Druckabfall gewährleistet reproduzierbare Versuche, die gewünschte Startbedingung wird durch die Verzögerung zwischen Zündung ($\text{H}_2\text{-O}_2$ -Vorverbrennung) und Einspritzung eingestellt.

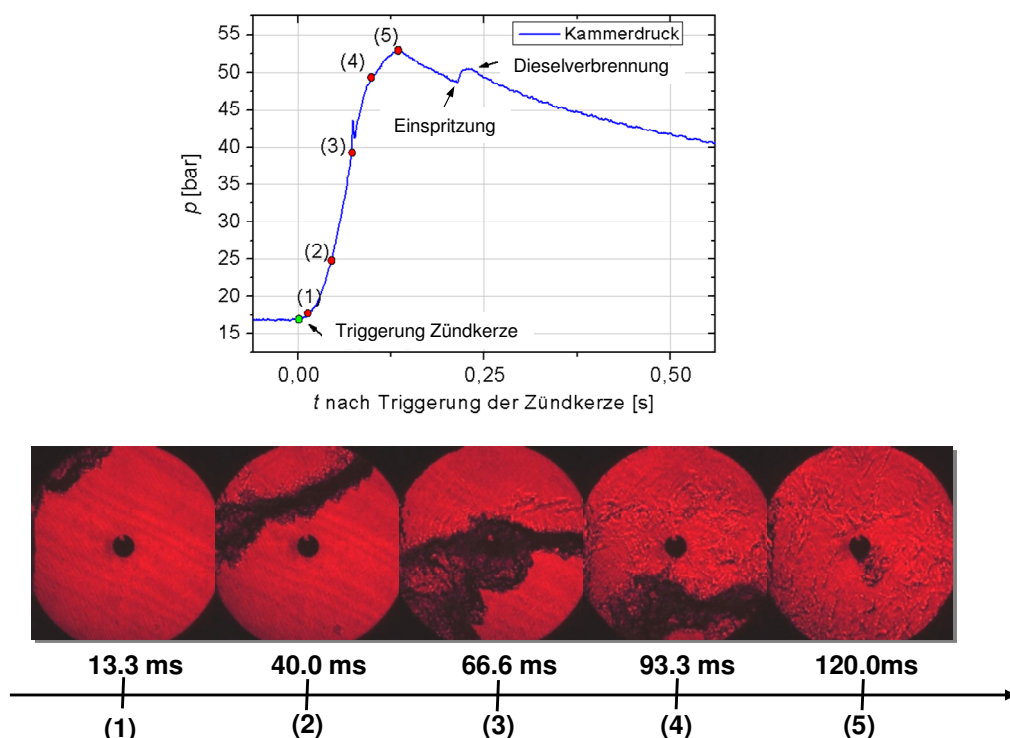


Abbildung 3-2 Druckverlauf (oben) und zugehörige Schlierenaufnahmen (unten) der $\text{H}_2\text{-O}_2$ -Vorverbrennung zu den markierten Zeitpunkten [Pauer, 2001]. Die Zündkerze befindet sich oben links: von dort startet die Flammenfront und brennt nach unten durch. Die wenigen Schlieren hinter der Flammenfront beweisen in diesem Beispiel, dass sich schnell ein nahezu homogenes Temperaturfeld einstellt [Pauer, 2001].

Sobald der gewünschte Druck erreicht ist, wird der Kraftstoff mit dem CR-System in die Kammer eingespritzt. Falls ausreichend Sauerstoff in der Kammer vorhanden ist, kommt es zur Selbstzündung des Kraftstoffes und zu einem geringen Anstieg des Kammerdrucks. Mit

Vernachlässigung dieses geringen Druckanstiegs bleibt die Gasdichte während des gesamten Experiments konstant [Riva, 1993]. Unter der Annahme der Gültigkeit der idealen Gasgleichung, der isochoren Abkühlung der Kammer und einer vollständigen Verbrennung des Wasserstoffs ist es des Weiteren möglich die zeitliche Entwicklung der Kammertemperatur $T_g(t)$ und -druck $p_g(t)$ zu bestimmen:

$$\frac{p_{g,\max}}{T_{g,\max}} = \frac{p_g(t)}{T_g(t)} \quad (3-2)$$

Dabei ist $p_{g,\max}$ bzw. $T_{g,\max}$ der eingestellte maximale Kammerdruck bzw. die Kammertemperatur. Diese Werte wurden aus der Reaktionsgleichung und der Befüllung der Kammer berechnet. Durch eine geeignete Wahl der Gaszusammensetzung bei der Vorverbrennung lassen sich Kammerdruck und -temperatur unabhängig voneinander einstellen. Zudem kann der O₂-Gehalt nach der Wasserstoffvorverbrennung variiert werden, was eine Simulation der Abgasrückführung (AGR) oder Versuche unter inerter Kammeratmosphäre möglich macht, bei denen keine Selbstzündung oder Verbrennung stattfindet.

3.1.3 Verwendete Gasgemische und Kraftstoffe

Verwendete Gasgemische

Bei derzeitigen Dieselmotoren liegen die Temperaturen im Zylinder zum Zeitpunkt der Einspritzung in Bereich T_g von 800 bis 1100 K bei Gasdichten ρ_g von 11 bis 60 kg/m³. Ähnliche Versuchsparameter werden in der Kammer verwendet. Zur Bestimmung der lokalen Kraftstoffdichte müssen die Versuche unter inerten Bedingungen d.h. ohne Sprayselbstzündung stattfinden. Im anderen Fall wird das Signal des verdampften Kraftstoffs durch Signale von Ruß, welcher während der Verbrennung produziert wird, überlagert. Bei kombinierten Mie-/Schlierenversuchen sowie bei Rayleighversuchen wird deswegen die Gaszusammensetzung so eingestellt, dass der O₂-Gehalt nach der Vorverbrennung maximal 5% beträgt.

Tabelle 3-1 zeigt die zwei verwendeten Gasgemische für diese Arbeit. Allerdings ist aufgrund der Ungenauigkeit des Kammerbefüllvorgangs ($\pm 0,2$ bar für H₂ und O₂; $\pm 0,35$ bar für N₂), des thermischen Ungleichgewichts der Gase (Abkühlung durch Gasexpansion zwischen Glasflasche und Brennkammer und dann Aufheizung aufgrund der hohen Kammerwandtemperatur), der Ungenauigkeit des Kammerdrucksensors und der Kammerverluste (~ 1 bar nach 3 min bei 20 bar) die Reproduzierbarkeit der Versuche nicht perfekt. Die Kammergasdichten und die Gasgemischzusammensetzungen weichen minimal vom Zielwert und voneinander ab. Als Hauptfehlerquelle ist die Ungenauigkeit des Kammerbefüllvorgangs zu berücksichtigen. Durch eine Fehlerfortpflanzung kann der Fehler für die partielle Dichte von O₂, N₂ und H₂O der Bedingungen 1 und 2 der Tabelle 4-1 abgeschätzt werden. Diese lauten:

$$\begin{aligned} \Delta\rho_{N_2} &= 0,14 \text{ kg} / \text{m}^3 \\ \Delta\rho_{O_2} &= 0,1 \text{ kg} / \text{m}^3 \\ \Delta\rho_{H_2O} &= 0,05 \text{ kg} / \text{m}^3 \end{aligned} \quad (3-3)$$

Diese Fehler führen zu einer Ungenauigkeit bei der Kammerdichte von ca. $\rho_g = \pm 0,3 \text{ kg/m}^3$.

Gasgemisch	Bedingung 1	Bedingung 2
ρ_g	9,6 kg/m ³	13,1 kg/m ³
% Vol. N ₂ nach Vorverbrennung	83,2%	82,4%
% Vol. H ₂ O nach Vorverbrennung	14,8%	15,6%
% Vol. O ₂ nach Vorverbrennung	2%	2%
Kammerdruck zur Einspritzzeit	25,5 bar bis 37,5 bar	35,7 bar bis 46,2 bar
Kammertemperatur zur Einspritzzeit	850 K bis 1250 K	850 K bis 1100 K

Tabelle 3-1 Verwendete Gasgemische für die Versuche an der Hochdruck-/Hochtemperaturkammer. Die Versuche erfolgen unter inerten Bedingungen (2% Rest-O₂ wurden gewählt um, bei eventuellen Ungenauigkeiten beim Befüllvorgang in jedem Fall genügend O₂ für die Oxidation des H₂ zu haben).

Verwendeter Kraftstoff

Um quantitative Messungen zu vereinfachen werden alle Untersuchungen mit dem Ein-Komponenten Kraftstoff *n*-Dekan (VWR International, *n*-Dekan zur Synthese, Reinheit > 95 %) durchgeführt. Aufgrund seines bekannten Rayleighstreuquerschnitts und seiner ähnlichen Eigenschaften zu Dieseldieselkraftstoff wird er gegenüber Diesel bevorzugt, da dessen exakte Zusammensetzung unbekannt ist und dessen Komponenten – mit unterschiedlichen Rayleighstreuquerschnitten – nicht die gleiche Verdampfungsrate haben. Eine der Hauptkomponenten von Dieseldieselkraftstoff ist *n*-Dekan. Aufgrund seines niedrigeren Siedepunkts im Vergleich zu Diesel, ist *n*-Dekan ein guter Indikator für die leichtflüchtigen Anteile des Diesels und deswegen ein gut geeigneter Ersatz für Dieseldieselkraftstoff. Außerdem fluoresziert *n*-Dekan bei einer Anregung bei $\lambda = 532$ nm nicht. Allerdings verursachten die schlechten Schmiereigenschaften dieses Kraftstoffes den Ausfall mehrerer Kraftstoffhochdruckpumpen. Ein Vergleich der Stoffwerte von *n*-Dekan und Diesel ist in Tabelle 3-2 dargestellt.

	Dekan (C ₁₀ H ₂₂)	Diesel
Dichte bei 20°C	0,73 g/cm ³	0,820-0,845 g/cm ³
Molmasse	142,29 g/mol	--
Siedepunkt bei 1 bar	174,1°C	170-390°C (95% Vol 360°C)
HFRR (Abrieb bei 60°C)	780 µm	553-565 µm

Tabelle 3-2 *n*-Dekan und Diesel (DIN EN 590) Stoffwerte.

3.1.4 Anpassungen des Versuchsträgers an die Anforderungen einer Rayleigh-Messung

In dieser Arbeit wird der Kraftstoff mittels einer 3-Lochdüse (siehe Eigenschaften in Tabelle 4-3) in die Kammer eingespritzt. Die Düsenspritzlöcher sind analog einer Seriendüse (Valve Covered Orifice (VCO) mit konischen Spritzlöchern) gefertigt. Die 3-Lochdüse bietet im Vergleich zu heutigen Seriendüsen, die zwischen 5 und 10 Spritzlöcher besitzen, einen besseren optischen Zugang zum Spray, ohne dessen Eigenschaften in hohem Maße im stationären Zustand zu verändern. Durch den Einsatz einer 3-Lochdüse wird die Anwesenheit von mehr

als einem Spray im Lichtschnittbereich vermieden. In diesem Fall wird die Lichtschnittqualität aufgrund der Extinktion der Flüssigphase von anderen Sprays nicht degradiert werden. Die Düse wurde auf einem geeigneten CR-Injektor montiert.

Düsentyp	Lochgeometrie	Durchmesser am Lochaustritt	Höhenwinkel
VCO	ks (konisch)	145 μm	80°

Tabelle 3-3 Relevante Düseneigenschaften [Pötz, 2000]

Um das Spray entlang der Sprayachse zu beobachten, benötigt man eine orthogonale Ausrichtung zwischen Spray, Laserlichtschnitt (LLS) und Kamera. In diesem Fall ist die LLS-Ebene und die Bildebene gleich, so wird eine Bildverzerrung vermieden, was die Interpretation der Bilder vereinfacht. Die Düse hat allerdings einen Höhenwinkel von 80°, d.h. wenn der Injektor senkrecht in der Kammerrückwand eingebaut ist, bildet das Spray mit der Rückwand einen Winkel von 10° zur Frontscheibenrichtung. Um die orthogonale Ausrichtung zu haben, gibt es deswegen zwei mögliche Maßnahmen: Der Injektor kann schräg in der Rückwand eingebaut werden, um dem Höhenwinkel zu kompensieren; oder der Lichtschnitt kann in die Kammer mit einem Winkel von 10° eingekoppelt werden, um das Spray entlang seiner Achse zu treffen und die Kamera, die das Rayleighsignal erfasst, muss in diesem Fall schräg eingebaut werden, so dass die Sprayachse senkrecht zur optischen Achse des Kameraobjektiv orientiert wäre. Die erste Maßnahme ist die Lösung, die weniger Aufwand mit sich bringt. Deswegen wird eine Rückwand in Abhängigkeit des Düsenhöhenwinkels ausgelegt, worin der Injektor schräg und exzentrisch eingebaut ist (siehe Abbildung 3-3). Die außermittige Position der Düse in der Kammer ermöglicht einen größeren Zugang zum untersuchenden Spray.

Auf der Innenseite dieser Rückwand kann die aufgeschraubte Platte ((1) auf Abbildung 3-3) beliebig geändert werden. Für die Anwendung der Rayleigh-Messtechnik wird eine schwarz chromatierte Platte verwendet, die die thermischen Beanspruchungen der $\text{H}_2\text{-O}_2$ -Vorverbrennung aushält und Lichtstreuung minimiert. Für Schlieren-Messungen wird eine Platte mit einem aufgeklebten Spiegel verwendet. Um eine Umrechnung zwischen Kamera- und Spraykoordinaten zu ermöglichen, wird vor den eigentlichen Messungen ein gefrästes Kreuz- und Punktmuster auf die Rückwand geschraubt und es werden Kalibrierungsbilder aufgezeichnet.

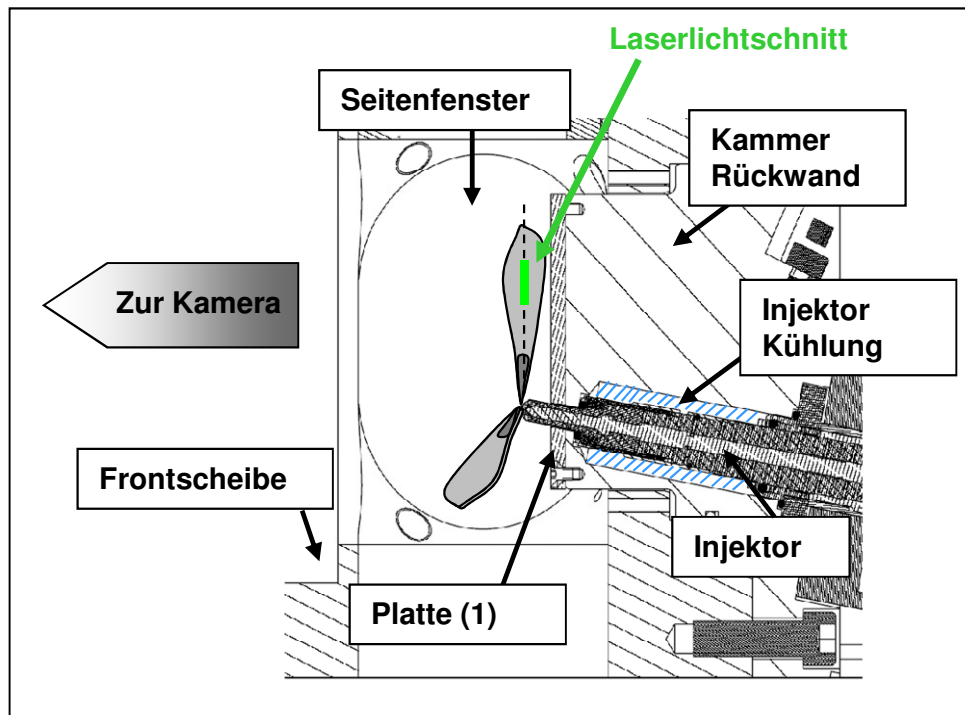


Abbildung 3-3 Schnitt durch die Hochdruck-/Hochtemperaturbrennkammer. In der Rückwand ist der Injektor schräg eingebaut, so dass ein Spray, der Lichtschnitt und die Kamera orthogonal zueinander ausgerichtet sind. Diese Rückwand wird sowohl für Mie-/Schlierenversuche als auch für Rayleighversuche verwendet.

3.2 Optischer Aufbau für Mie-/Schlieren- und Rayleigh-Messungen

Die kombinierte Mie-/Schlieren Messtechnik ermöglicht es, qualitative Informationen über die gesamte Spraystruktur zu sammeln. Für jede experimentelle Bedingung kann man die Eindringtiefe und das Verhalten der flüssigen und der dampfförmigen Phase beobachten und so einen sinnvollen Versuchsbereich für die Rayleighmesstechnik auslegen. Genauere Details über die Sprayverdampfung sind mit der Rayleighmesstechnik erkennbar. Damit kann man den Übergang zwischen Flüssig- und Dampfphase genauer beobachten und die lokale Kraftstoffkonzentration im verdampften Spray bestimmen. In den folgenden Abschnitten werden die Aufbauten für die kombinierte Mie-/Schlieren Messtechnik sowie für die Mie-/Rayleigh Messtechnik beschrieben.

3.2.1 Versuchsaufbau der kombinierten Mie-/Schlierenmesstechnik

Optischer Aufbau

Zur Beobachtung des gesamten Dieselsprayverhaltens während des Gemischbildungsprozesses wird ein kombiniertes Mie-/Schlierenverfahren eingesetzt. Das Schlierenverfahren ermöglicht eine Visualisierung des gesamten Sprays. Durch eine gleichzeitige Beobachtung der Miestreueung am Spray, welche nur an der Flüssigphase des Sprays stattfindet, wird die Sprayflüssigphase von der Dampfphase getrennt. Details über die Schlieren- und Mie-Theorie finden sich im Kapitel 2.3. In Abbildung 3-4 ist der optische Aufbau der Mie-

/Schlieren Messtechnik schematisiert. Für die Miestreuung werden zwei Blitzlampen² mit einer Pulsdauer von 3ms verwendet, die durch die Seitenfenster die Flüssigphase des Sprays beleuchten.

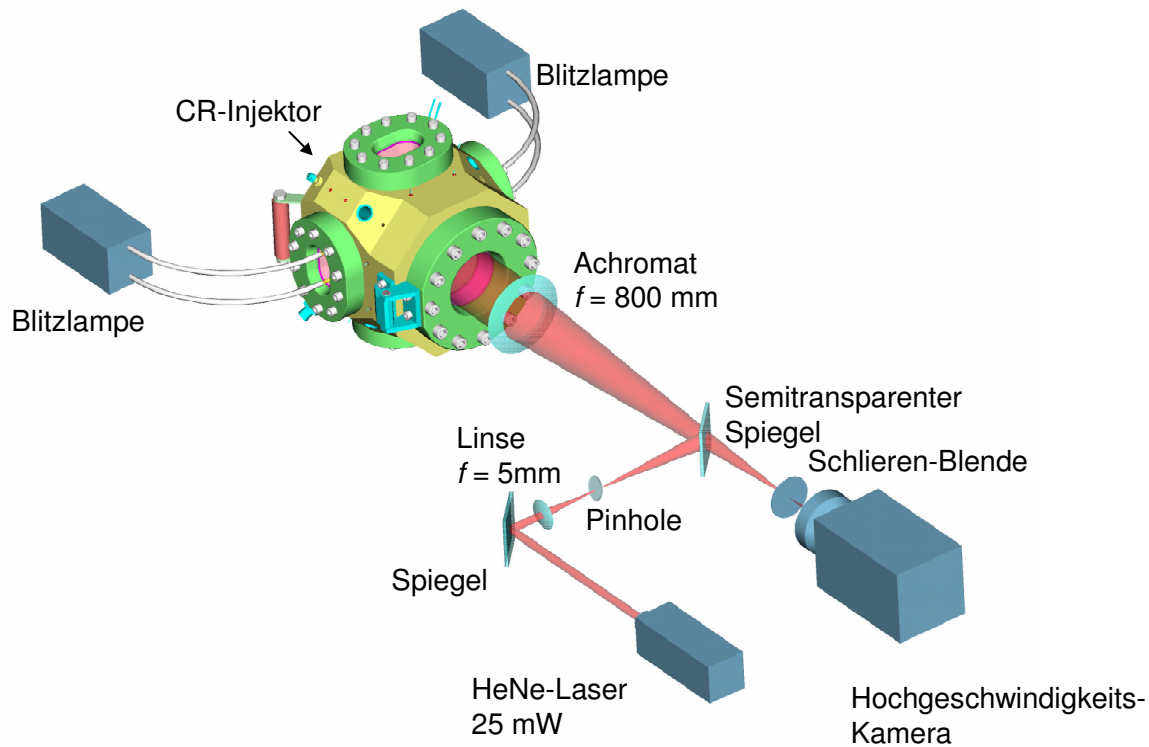


Abbildung 3-4 Optischer Aufbau der kombinierten Mie-/Schlieren Messtechnik an der Hochdruck-/Hochtemperaturkammer.

Für das Schlierenverfahren, das die dampfförmige Phase des Sprays abbildet, wird ein kontinuierlicher He-Ne-Laserstrahl mit einer sphärischen Linse ($f = 5 \text{ mm}$) aufgeweitet. Durch das Pinhole wird eine Punktquelle definiert, wovon das Licht dann über einen semitransparenten Spiegel in die Kammer geführt wird. Ein Achromat ($f = 800 \text{ mm}$) konvertiert das aufgeweitete Licht in einen parallelen Strahl, welcher die verspiegelte Kammerrückwand beleuchtet. Der Spiegel auf der Rückwand reflektiert das Licht durch die Kammer. Jeder Strahl, der in der Kammer einen Dichtegradienten vom Spray trifft, wird mit einem Winkel β abgelenkt. Das reflektierte Licht wird über den Achromaten und den semitransparenten Spiegel gelenkt und fokussiert. Am Brennpunkt des Achromats wird die Schlieren-Irisblende positioniert. Die abgelenkten Strahlen, deren Ablenkwinkel β größer als der Grenzwinkel β_g ist, werden mit dieser Blende ausgeblendet:

$$|\beta| = \left| \arctan \frac{x'}{f} \right| > |\beta_g| = \left| \arctan \frac{d_B}{2f} \right| \quad (3-4)$$

x' bezeichnet den Abstand zur Mittelachse, d_B den Durchmesser der Schlierenblende und f die Brennweite des Achromats.

² Storz Blitzlampe

Ein Objektiv bildet das Schlierenbild auf den CMOS-Chip der Hochgeschwindigkeitskamera³ ab. Mit diesem Aufbau findet für viele Strahlen ein zweifacher Durchgang des Strahls durch das Spray statt, was zu einer zweifachen Ablenkung des Strahls führt. Dadurch wird der Aufbau empfindlicher.

In Abbildung 3-5 sind schematisch die Strahlenverläufe mit dem Aufbau an der Hochdruck-/Hochtemperaturbrennkammer dargestellt. Für ein besseres Verständnis wurde in diesem Fall ein Strahl, der nur einmal durch das Spray durchgeht dargestellt. Nicht abgelenkte Strahlen fokussieren im Brennpunkt des Achromats, welcher mit der Lage der Schlierenblende übereinstimmt. Um den Winkel β abgelenkte Strahlen treffen die Schlierenblende im Abstand x' zur Mittelachse.

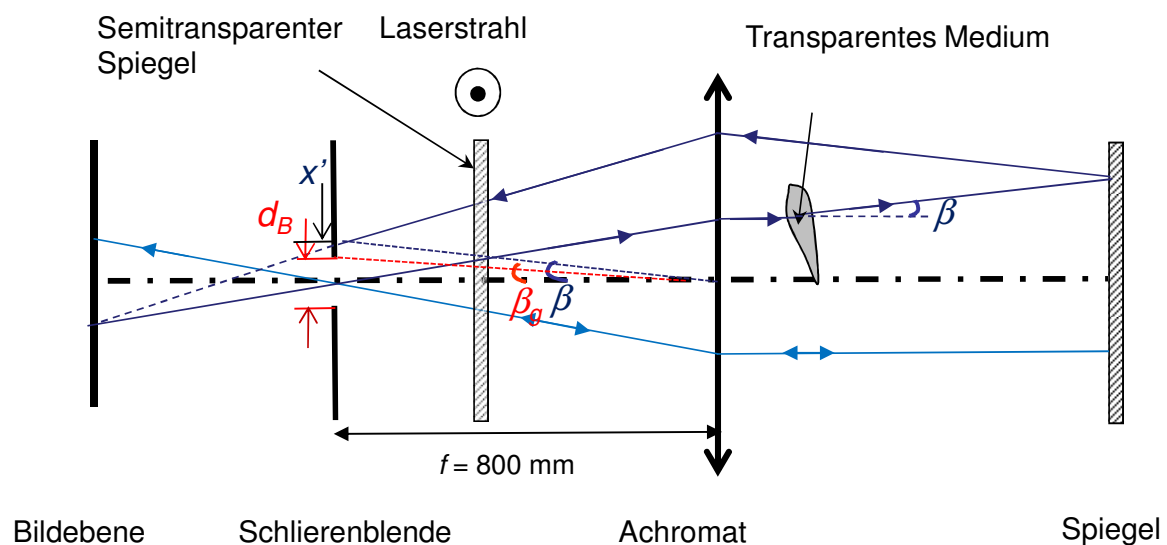


Abbildung 3-5 Schematische Strahlenverläufe beim Schlierenverfahren an der Hochdruck-/Hochtemperaturbrennkammer.

Triggerung

Abbildung 3-6 zeigt den Signalflussplan der Mie-/Schlierenversuchsanlage, sowie schematisch die einzelnen Komponenten des Aufbaus. Zur Befüllung der Kammer mit dem gewünschten Gasgemisch steht eine PC-gesteuerte LabVIEW Gasmischanlage zur Verfügung. Eine Steueranlage triggert die Zündung des Gemischs, was zur $\text{H}_2\text{-O}_2$ -Vorverbrennung führt, und überwacht den Kammerdruck. Sobald der gewünschte Kammerdruck nach der Vorverbrennung erreicht ist, liefert die Steueranlage ein TTL-Signal an einen Delay-Pulsgenerator⁴, welcher das Einspritzsteuergerät, die Hochgeschwindigkeitskamera und die Blitzlampen ansteuert.

³ Vision Research, Phantom V 7.0

⁴ Stanford Research Systems DG 535

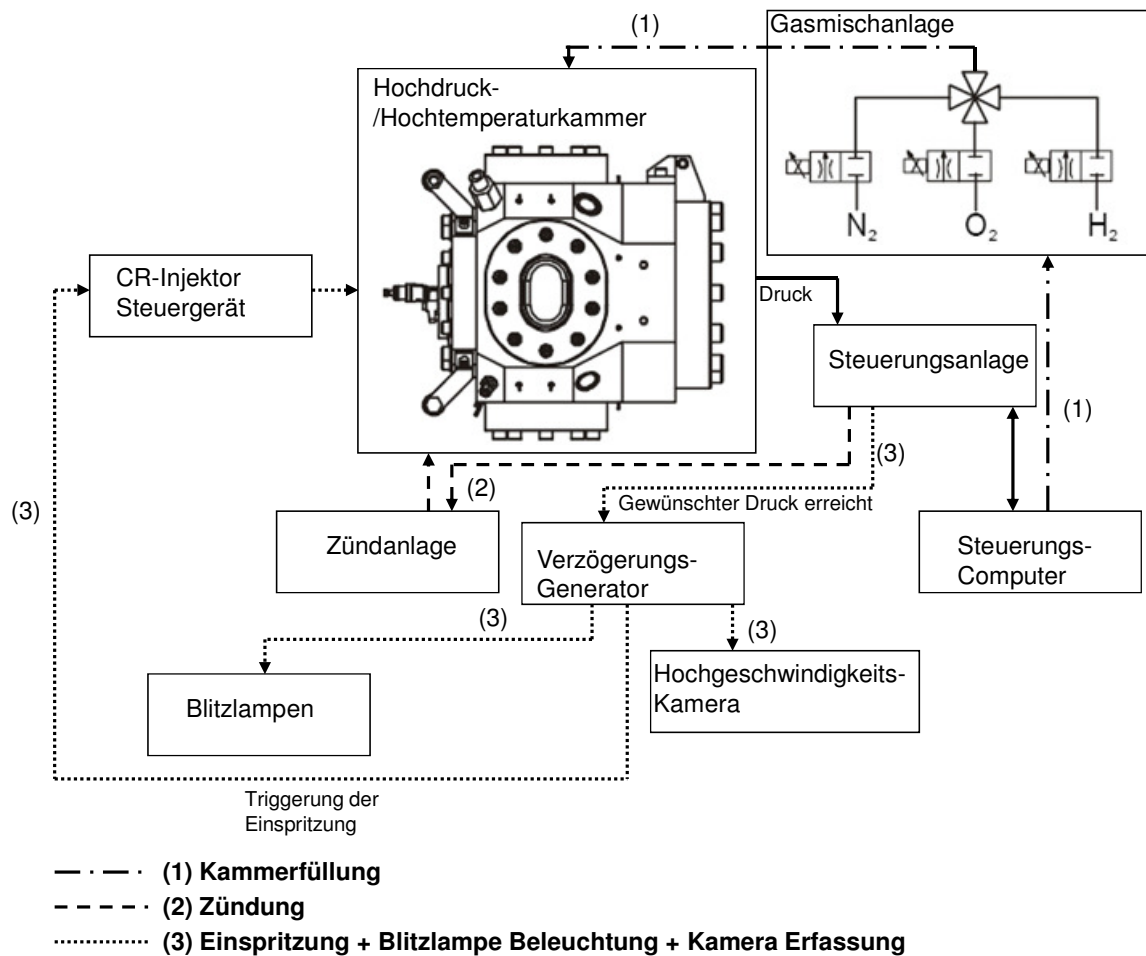


Abbildung 3-6 Signalflussplan des Schlieren/Mie-Versuchsaufbaus.

3.2.2 Mie-/Rayleighmesstechnik: Prüfstandsaufbau

Im Gegensatz zum Mie-/Schlierenverfahren ermöglicht die Mie-/Rayleighmesstechnik eine quantitative Bestimmung der lokalen Kraftstoffkonzentration im dampfförmigen Spray und eine genaue Trennung zwischen der Flüssig- und Dampfverteilung im Spray. Die Versuche erfolgen unter inerten Bedingungen. Ein Laserlichtschnitt (LLS) wird für die Versuche stromabwärts von der maximalen Eindringtiefe des flüssigen Sprays positioniert. Diese Position wurde durch die vorab durchgeführten Mie/Schlieren-Versuche bestimmt. In den Bereichen wo Kraftstofftröpfchen und Dampf vorhanden sind, beobachtet man vorwiegend Miestreuung, welche das Rayleighsignal vom Dampf komplett überdeckt. In den Bereichen, in denen der Kraftstoff vollständig verdampft ist, erfasst man ausschließlich die Rayleighstreuung. Um eine lokale Kraftstoffdampf Konzentrationsbestimmung zu ermöglichen, dürfen daher keine Tröpfchen im LLS anwesend sein.

Optischer Aufbau

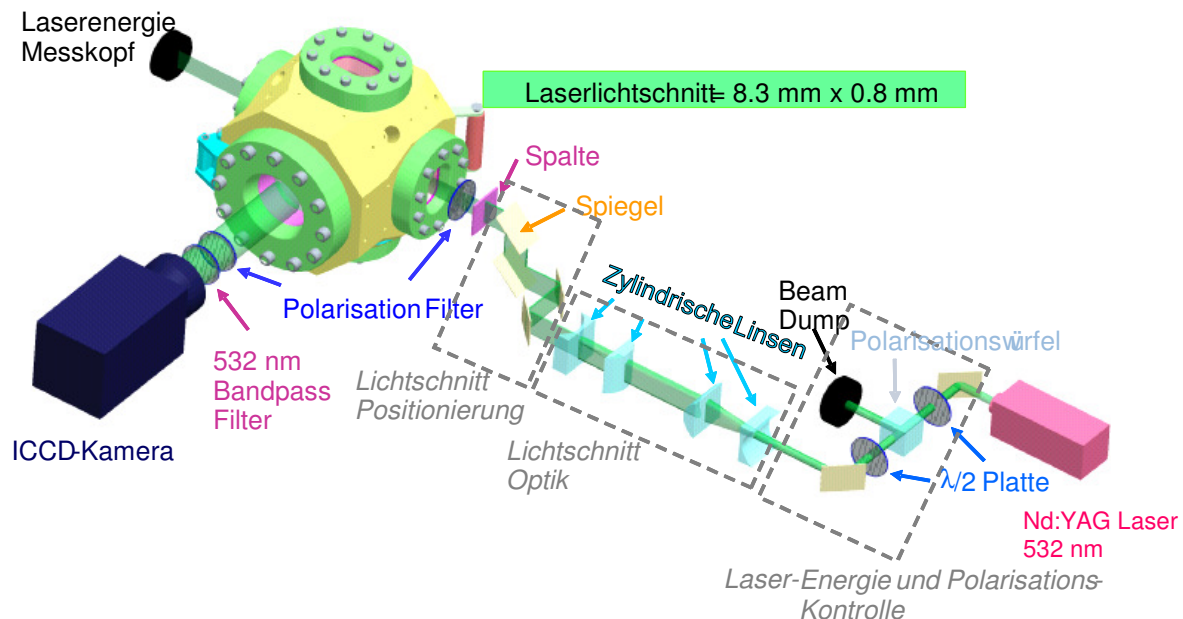


Abbildung 3-7 Kombinierte Mie-/Rayleighmesstechnik: Prüfsandaufbau.

Die Intensität des Rayleighsignals ist abhängig von der einfallenden Wellenlänge ($\sim \lambda^4$) (siehe Abschnitt 2.4.2). Laut der Theorie wird deswegen ein deutlich stärkeres Signal bei kürzerer Wellenlänge erwartet. In der Praxis muss man allerdings die Laserenergie, den Quantenwirkungsgrad und die Erfassungseffizienz des Detektors betrachten [Clemens, 2002]. Um die beste Laserwellenlänge auszuwählen, haben Ichideria und Pickett das Signal-Rausch-Verhältnis (SRV) des Rayleighsignals bei verschiedenen Kraftstoffkonzentrationen für $\lambda = 532 \text{ nm}$ und $\lambda = 355 \text{ nm}$, welches die Wellenlänge des frequenzverdreiften Nd:YAG Lasers ist, verglichen [Ichideria, 2007]. Dabei wurde festgestellt, dass der größere Rayleighstreuquerschnitt im UV-Bereich durch den Quantenwirkungsgrad des Kamerasensors und durch die begrenzte Erfassungseffizienz der Optik kompensiert wird. Auch aufgrund der höheren Pulsenergie, ist das SRV bei $\lambda = 532 \text{ nm}$ deswegen größer als bei $\lambda = 355 \text{ nm}$, unabhängig von der Kraftstoffkonzentration.

Der verwendete Prüfsandaufbau ist in Abbildung 3-7 dargestellt. Als Laserquelle dient ein frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser⁵. Die Pulsenergie wird mittels einer Kombination eines Polarisationswürfels mit einer $\lambda/2$ -Platte justiert: unabhängig von der einfallenden Strahlpolarisation transmittiert der Polarisationswürfel nur das horizontal polarisierte Licht. Der vertikal polarisierte Anteil des Lichtes wird vom Würfel reflektiert. Vor dem Würfel wird eine $\lambda/2$ -Platte eingesetzt, um die Polarisation vom vertikal polarisierten Licht des Lasers beliebig zu drehen. Ist der Strahl danach vertikal polarisiert, wird kein Licht von dem Würfel transmittiert, jedoch alles reflektiert und dann von einem Beamdum gestoppt. Wenn das Licht vor dem Würfel horizontal polarisiert ist, wird die gesamte Strahlenergie transmittiert und dabei erhält der Strahl seine maximale Energie. Um die gewünschte Polarisation des Laserlichtschnittes zu generieren, ist eine zweite $\lambda/2$ -Platte nach dem Würfel positioniert. Eine

⁵ Continuum Powerlite, $\lambda = 532 \text{ nm}$, Pulslänge 7 ns, maximale Energie 440 mJ, Polarisation > 95 % vertikal

Kombination aus vier zylindrischen Linsen transformiert den Strahl in einen Lichtschnitt: zunächst wird der Strahl durch ein Teleskop vertikal aufgeweitet ($f = -25,4$ mm und $f = 208$ mm) und dann durch ein weiteres Teleskop ($f = 208$ mm und $f = -90$ mm) dünner gemacht.

Der erzeugte Lichtschnitt wird mittels eines Systems aus vier 532 nm-Spiegeln in der Kammer ausgerichtet. Zwei Spiegel ermöglichen zunächst eine präzise und reproduzierbare Anpassung der Tiefe des Laserlichtschnitts in der Kammer. Dafür ist der zweite Spiegel auf einem Verschiebetisch mit Mikrometerschraube montiert. Der Abstand zwischen beiden Spiegeln kann damit variiert werden. Auf diesem Verschiebetisch befindet sich ebenso der dritte Spiegel mit konstantem Abstand zu dem zweiten Spiegel sowie der vierte Spiegel, der senkrecht zum dritten Spiegel verbaut ist. Der Abstand zwischen dem dritten und dem vierten Spiegel kann ebenso durch einen zweiten Verschiebetisch, worauf sich der vierte Spiegel befindet, variiert werden. Dabei wird die Höhe des Lichtschnitts in der Kammer justiert. Eine Schlitzblende wird vor der Kammer positioniert um den Lichtschnitt eine kontrollierte Höhe und Breite zu geben ($0,8 \times 8,3$ mm²) und um unerwünschtes Streulicht zu vermeiden.

Da die Laserenergie von einem Puls zu den anderen schwankt, wurde die Einzelpulsenergie des gesamten Lichtschnitts am Kammeraustritt mittels eines Laserenergiemesskopfes⁶ erfasst. Die Abschwächung der erfassten Laserenergie durch den Dieseldampf ist vernachlässigbar im Vergleich zu möglichen Laserenergieänderungen aufgrund Variationen im Strahlengang (Positionsänderung des Lichtschnitts mit dem vier-Spiegelsystem, niedrigere Transmission aufgrund Fensterverschmutzung, leichte Bewegung von optischen Komponenten). Es wurde festgestellt, dass die Messung der Laserenergie am Kammeraustritt anstatt im Strahlengang, vor Kammereintritt, am sinnvollsten ist. Dabei wird die zusätzliche Einfügung eines Strahlteilers im Strahlengang vermieden und so können die Energieschwankungen aufgrund geringer Bewegungen von optischen Komponenten im Strahlengang besser berücksichtigt werden. Das Rayleigh- bzw. das Miestreusignal wurde senkrecht durch die Frontfenster mittels einer ICCD-Kamera⁷ aufgezeichnet. Frequenzverschobene Signale sind nicht zu erwarten, dennoch wird ein schmalbandiger Bandpass-Filter (532 ± 3 nm) als Vorsichtsmaßnahme eingesetzt. Ein Polarisationsfilter filtert das gestreute Licht und ermöglicht die Auswahl der erfassten Polarisation des gestreuten Lichts (parallel // oder senkrecht \perp zur Streuebene).

Versuche mit zwei Kameras

Um gleichzeitig die zwei Polarisationsrichtungen des gestreuten Lichts zu beobachten, wird eine Variante des Prüfstandsbaus mit zwei ICCD-Kameras verwendet (siehe Abbildung 3-8). Der Bandpass-Filter und der Polarisationsfilter werden durch einen Polarisationswürfel⁸ ersetzt. Eine Kamera zeichnet das durch den Würfel transmittierte Licht auf, das parallel zur Streuebene polarisiert ist. Die zweite Kamera erfasst das senkrecht zur Streuebene polarisierte vom Würfel reflektierte Licht.

⁶ Coherent, Fieldmaster

⁷ PCO, Dicam-Pro

⁸ Laser Components für 532 nm, 50x50 mm²

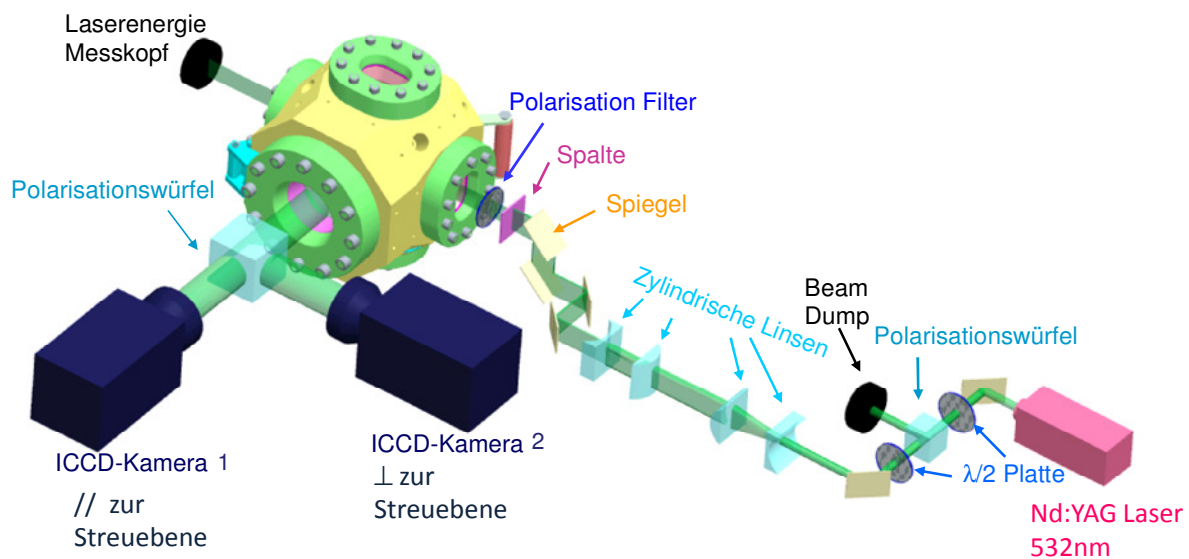
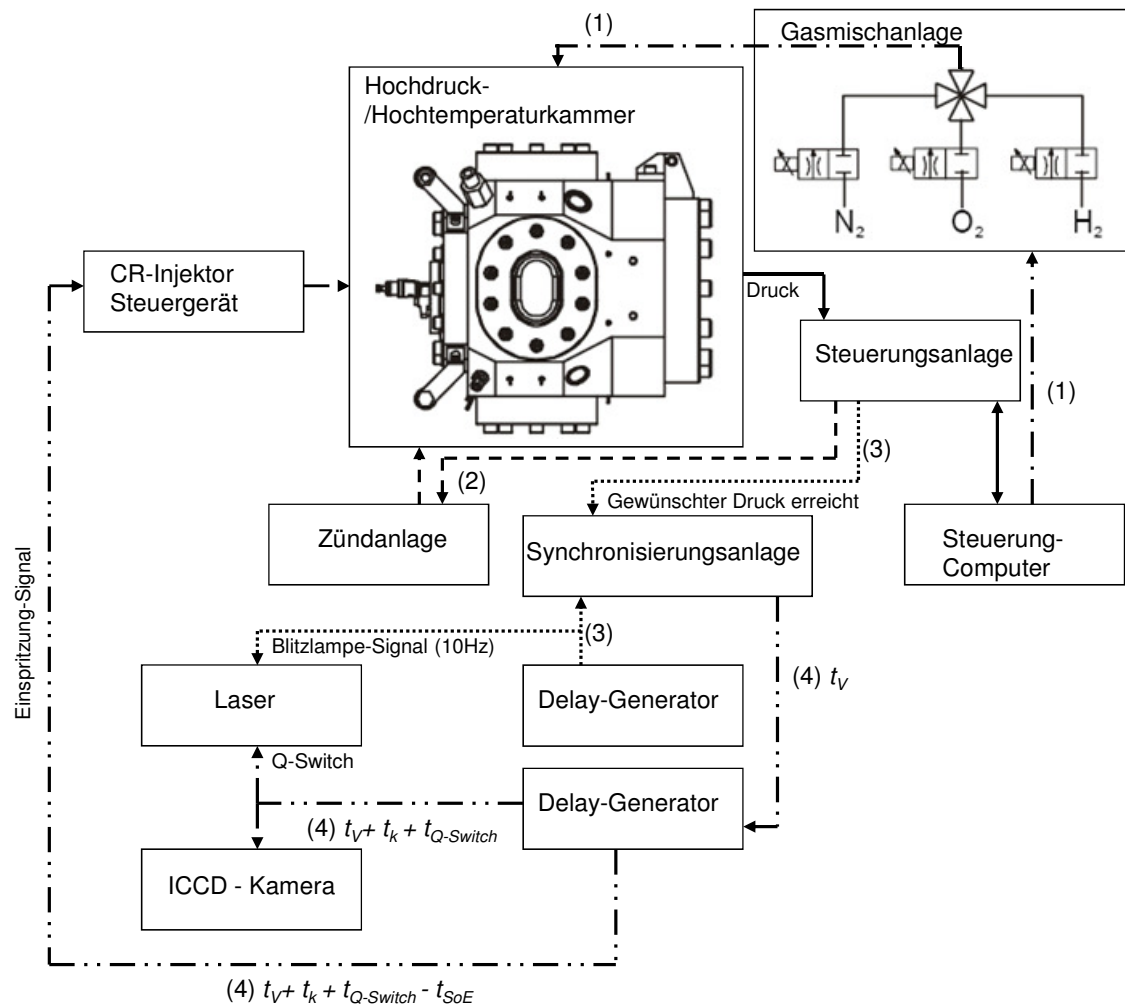


Abbildung 3-8 Kombinierte Mie/Rayleighmesstechnik: Prüfstands Aufbau mit zwei Kameras.

Um einen optimalen Vergleich der zwei gleichzeitig aufgenommenen Bilder zu ermöglichen, wurden die Kamera-Objektive so justiert, dass beide Aufnahmen die gleiche Vergrößerung und das gleiche Sichtfeld haben. In diesem Fall sind nur noch einfache geometrische Bildkorrekturen nötig. Das mit der zweiten Kamera erfasste senkrecht polarisierte Licht wird im Polarisationwürfel reflektiert. Deswegen muss das zugehörige Signal „zurückgespiegelt“ werden. Für eine gute Überlagerung der zwei Bilder sind zusätzliche Verschiebungen in der Höhe und in der Breite erforderlich. Ein Bildverarbeitungsprogramm, welches diese Korrekturen ermöglicht, wurde unter DaVis (LaVision) geschrieben.

Prüfstandstriggerung

Zur Durchführung von Rayleighstreuexperimenten an der Hochdruck-/Hochtemperatur-Brennkammer ist eine genaue und zuverlässige Verkettung der unterschiedlichen Abläufe erforderlich, die in Abbildung 3-9 schematisch dargestellt ist. Die Nd:YAG-Laser-Blitzlampe wird mit einem 10 Hz Signal von einem Pulsgenerator versorgt. Gleichzeitig sendet der Delay-Pulsgenerator das Signal zu einer Synchronisationsanlage. Die Steuerung der Gasbefüllung der Kammer durch die Gasmischanlage ist mit einem Computer mit LabVIEW-Software-Routinen ausgeführt. Der Computer kontrolliert außerdem die Steuerungsanlage, die die Zündung des Gemischs auslöst und den Kammerdruck überwacht.



- · — · (1) Kammerfüllung
- - - - (2) Zündung
- (3) Druck erreicht und Laser bereit
- · · - (4) Einspritzung + Laser Q-Switch + Kamera Erfassung

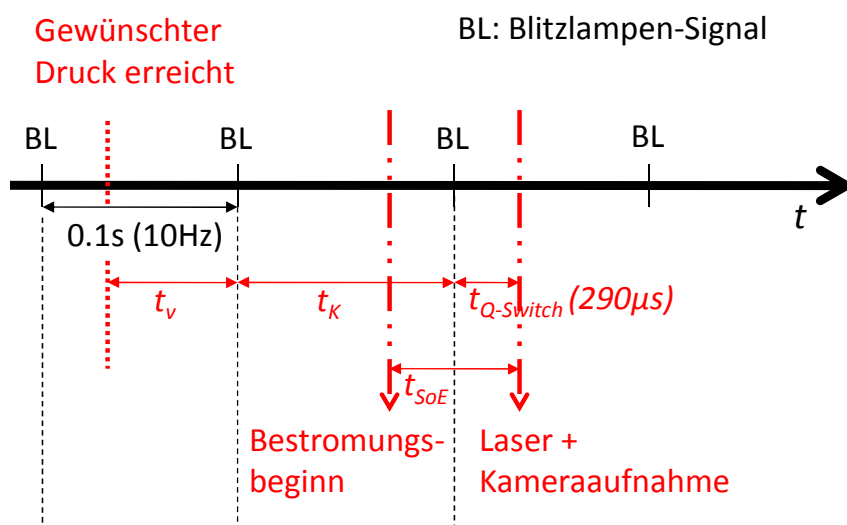


Abbildung 3-9 Signalflussplan des Rayleigh-Versuchsaufbaus.

Sobald der gewünschte Kammerdruck nach der Vorverbrennung erreicht ist, sendet die Steuerungsanlage ein TTL-Signal zur Synchronisationsanlage, diese wartet auf das nächste Blitzlampensignal und triggert dann einen zweiten Delay-Pulsgenerator. Dieser zweite Puls-generator triggert den Q-Switch des Nd:YAG Laser und die Einspritzung durch das CR-Injektor-Steuergerät.

Aufgrund der 10 Hz-Steuerung des Lasers liegt die Wartezeit der Synchronisationsanlage auf den nächsten Blitzlampentakt zwischen $t_v = 0$ und maximal 0,1 s. Um die Einspritzung vor dem Laser Q-Switch und der Kameraerfassung zu triggern, wartet der Laser Q-Switch, der ca. $t_{Q-Switch} = 290 \mu s$ nach dem Blitzlampensignal ausgelöst werden soll, und die ICCD-Kamera auf den nächsten Blitzlampentakt. Die konstante Verzögerung beträgt $t_K = 0,1$ s. Der Injektor wird $t_{SoE} - t_{Q-Switch}$ vor diesem Blitzlampentakt getriggert. Die Verzögerung zwischen dem „gewünschter Kammerdruck erreicht“ Signal (siehe Abbildung 3-9) und der tatsächlichen Bilderfassung lautet $t_v + t_K + t_{Q-Switch}$. Da diese Zeit nur ein paar Millisekunden dauert, können die Druck- und Temperaturbedingungen für diese Zeit als quasistationär betrachtet werden. Die konstante Verzögerung $t_K = 0,1$ s wird durch die Einstellung von einem geringfügig höher gewünschten Druck kompensiert. Der Kompensationswert ist abhängig von den Kammerbedingungen: die Vorverbrennungen laufen unterschiedlich schnell ab. Deswegen wurden für die experimentellen Bedingungen dieser Arbeit (siehe Tabelle 3-1) einige Vorversuche durchgeführt um den richtigen Kompensationswert zu finden. Hierbei wurde der Kammerdruck zu Bestromungsbeginn des Injektors erfasst. Der Einfluss der zufallsbedingten Verzögerung t_v auf die Kammeratmosphäre wurde nachgeprüft. Für die beiden experimentellen Bedingungen dieser Arbeit beträgt die Schuss-zu-Schuss Abweichung des Kammerdrucks maximal 1 bar. Bei jedem einzelnen Versuch wurde der Kammerdruck zu Injektorbestromungsbeginn erfasst, so dass die Kammeratmosphäre jeder Aufnahme bekannt ist.

3.3 Mie-/Rayleighmesstechnik: Vorversuche, Streulichteliminierung, Bildkorrekturen

3.3.1 Vorversuche

Um das Prüfstandsverhalten während der Rayleighmessungen zu beobachten, wurden Vorversuche mit dem Laserlichtschnitt und der ICCD-Kamera durchgeführt. Der Laserlichtschnitt wurde an der Brennkammer bei Umgebungstemperatur ausgerichtet. Aufnahmen von Laserlichtschnittprofilen wurden vor dem Kammereintrittsfenster, zwischen dem Eintritts- und Austrittsfenster und nach dem Austrittsfenster mittels Brennpapier durchgeführt. Damit wurde nachgewiesen, dass die Lichtschnittqualität und Geometrie nach Durchgang durch die Kammerquarzfenster nicht verändert wird. Außerdem wurde die Unabhängigkeit der Lichtschnittposition von der Brennkammertemperatur überprüft: dafür wurden die Kammerwände auf 200°C aufgeheizt und es wurde festgestellt, dass die Lichtschnittposition bei Raumtemperatur und bei 200°C identisch war.

Um die theoretische Linearität zwischen dem von der Kamera erfassten Rayleighsignal und der Laserenergie bei konstanter Gasdichte zu überprüfen, wurde das Rayleighsignal für ver-

schiedene Laserenergien bei konstanter Kammerdichte unter inerten Bedingungen und ohne Einspritzung mit der ICCD-Kamera aufgenommen. Abbildung 3-10 zeigt die Linearität zwischen der anregenden Laserenergie E_L und dem mittleren von der Kamera erfassten Rayleighsignal im Laserlichtschnitt bei 1.5 MPa Schwefelhexafluorid (SF_6) in der Kammer. Der Offset wurde durch den Dunkelstrom der CCD-Kamera verursacht.

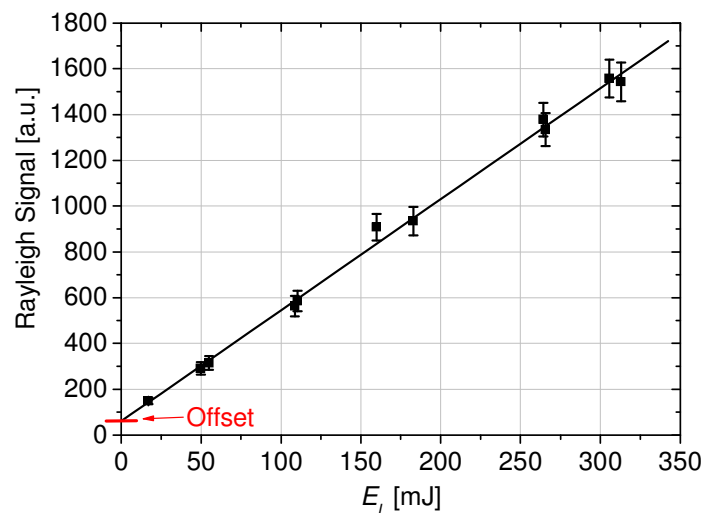


Abbildung 3-10 Lineare Abhängigkeit des Rayleighsignals von der anregenden Laserenergie. Kammerdruck 1,5 MPa SF_6 unter inerten Bedingungen. Der Offset resultiert aus dem Dunkelstrom und den Offset-Einstellungen der ICCD-Kamera.

3.3.2 Bildkorrekturen

Bei Rayleighmessungen wurden viele Einzelbilder unter verschiedenen experimentellen Bedingungen mit der ICCD-Kamera aufgezeichnet. Um einen Vergleich zwischen den Bildern zu ermöglichen, wurde der Einfluss von Laserenergieschwankungen auf die Aufnahmen korrigiert. Von allen Rohbildern werden Bilder des Dunkelstroms der Kamera $\bar{K}(x, y)$ abgezogen. Der Dunkelstrom der CCD-Kamera ist bei konstanter Belichtungszeit und konstanter Verstärkung zeitlich invariant und wurde einmal pro Arbeitstag aufgenommen. Das Bild wurde dann durch die integrale Laserpulsenergie E_L dividiert. Jedes Pixel (x, y) des Bildes wurde demnach wie folgt normalisiert:

$$I_n(x, y) = \frac{I_o(x, y) - \bar{K}(x, y)}{E_L} \quad (3-5)$$

$I_o(x, y)$ ist die erfasste Intensität am Pixel (x, y) und $I_n(x, y)$ die korrigierte Intensität. Hintergrundbilder des Brennraums der Kammer wurden unter den gleichen experimentellen Bedingungen mit aktivem Laser aber ohne Sprayeinspritzung erfasst und ebenfalls mit der oben beschriebenen Prozedur korrigiert, um später den Hintergrund vom Spraybild zu subtrahieren. Ein selbstgeschriebenes Programm in Davis (*LaVision*) wurde verwendet um diese Bildverarbeitungsphase zu automatisieren.

Um die Statistik zu verbessern, wurden jeweils mindestens fünf Bilder für jede experimentelle Bedingung erfasst, korrigiert und gemittelt. In dem Fall von gleichzeitigen Aufnahmen

mit zwei Kameras erfolgen zuerst die geometrischen Korrekturen (siehe Abschnitt 3.2.2). Danach wurden für jedes Bild die oben beschriebenen Bildkorrekturen gemacht.

In der stationär beheizten Kammer, werden des öfteren „Beam-Steering“ Effekte beobachtet: aufgrund des Temperaturunterschieds zwischen dem relativ kalten Fenster und der heißen Kammer können Gradienten der Gasdichte Änderungen der optischen Dichte bewirken. Dies führt zu einer Umverteilung der Energie innerhalb des Lichtschnitts, das sogenannte Beam-Steering [Gronki, 2003; Ichideria, 2007]. Um diesen Effekt zu korrigieren wurden Bildverarbeitungsprogramme entwickelt [Gronki, 2002]. Im Gegensatz zur stationär geheizten Kammer, die konstant eine Temperatur bis zu 1000 K aufweist, hat die mittels Vorverbrennung geheizte Kammer nur eine stationäre Heizung von max. 470 K. Darin wurden keine bedeutenden Beam-Steering-Effekte beobachtet. Möglicherweise hängt dies mit den geringeren Temperaturen in Fensternähe zusammen. Elementare Bildkorrekturen sind deswegen ausreichend.

Nach Änderungen im Kammeraufbau oder im optischen Weg wird ein Referenzbild aufgezeichnet. Dieses Referenzbild besteht aus einem äquidistanten Kreuz- und Punktmuster, welches als Längenmaßstab dient und die Berechnung des Abstandes der beobachteten Bildkoordinate zur Düsenpitze ermöglicht.

3.3.3 Eliminierung von unerwünschtem Streulicht

Da die Rayleighstreuung ein elastischer Prozess ist, muss die Streuung durch andere Quellen (im Wesentlichen hervorgerufen durch Rückwand, Seitenfenster, Anwesenheit von unerwünschten Partikeln in der Kammer und flüssiges Wasser auf der Kammerrückwand) ausreichend minimiert werden [Pauer, 2001; Idicheria, 2007]. Mehrere Maßnahmen sind daher nötig und werden in diesem Abschnitt beschrieben.

Anwendung einer schwarz chromatierten Platte auf der Kammerrückwand

Eine schwarz chromatierte Platte auf der Rückwand reduziert unerwünschtes Streulicht. Der Vorteil dieser Platte liegt in der Vorverbrennungsbeständigkeit der Chromatierung im Gegensatz zu anderen Beschichtungen mit schwarzem Lack oder Rhodamin-6G. Mit der glatten, glänzenden Oberfläche der Platte werden möglichst viele Lichtstrahlen gerichtet reflektiert. Als weitere Streulichtquellen wirken die unbeschichteten Seitenscheiben, wobei die Laserlichtschnittrückreflexe der Brennraumbeleuchtung unvermeidbar sind. Um die Fensereffekte zu verkleinern, müssen diese sorgfältig gereinigt werden. Zusätzlich muss der Lichtschnitt senkrecht zu den Fenstern eingekoppelt werden und in einer günstigen Position ausgerichtet sein, um die Scheibenränder nicht zu treffen.

Minimierung des Rußteilchen-Anteils

Durch zuvor durchgeführte Kraftstoffverbrennungsuntersuchungen können in der Hochdruck-/Hochtemperatur Brennkammer [Pauer, 2001; Bittlinger, 2006] noch Rußpartikel vorhanden sein. Eine sorgfältige Reinigung der Kammer und zahlreiche Wiederholungen der Kammerspülung mittels Befüllung und Entleerung von ca. 2 MPa Stickstoff ermöglicht eine Beseitigung größerer Partikel, die zu unerwünschten Miestreuungen führen. Diese Kammerspülung verhindert allerdings nicht die Ablagerung von geringen Mengen an kleineren Rußteilchen in der Zelle, die durch die Vorverbrennung aufgewirbelt werden und dadurch in den Lichtschnittbereich gelangen können und dort ebenfalls elastische Lichtstreuung verur-

sachen (siehe Abbildung 3-11). Durch Vermeidung von Verbrennungsversuchen und durch eine sehr sorgfältige Kammerreinigung wird in dieser Arbeit ein Zustand erreicht, in dem die Menge von Rußteilchen vernachlässigbar ist und dadurch eine Störung der Rayleighstreuung des Kraftstoffdampfs beseitigt wird.

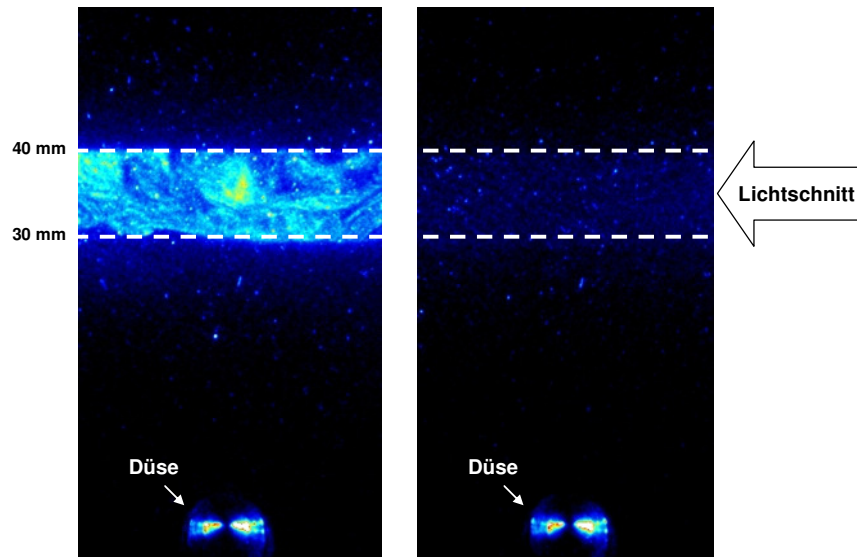


Abbildung 3-11 Rayleighstreuung von Rußteilchen im Laserlichtschnittbereich in der Brennkammer. *Links:* mit einer ungewöhnlich großen Menge an Rußteilchen. *Rechts:* mit einer geringen Menge an Rußteilchen (Standardfall). Anhand der Polarisationsseigenschaften konnte eindeutig festgestellt werden, dass es sich um Rayleighstreuung handelt (siehe Details in Kapitel 4.2).

Aufbau von Dosierdrossel und Partikelfilter vor der Kammer

In den verwendeten Gasflaschen und den Rohrleitungszuführungen zur Brennkammer können sich ebenfalls Partikel befinden. Um die Anwesenheit von weiteren Partikeln durch die Kammerbefüllung zu vermeiden, wurde eine Kombination aus einer Dosierdrossel und mehreren Partikelfiltern im Einlassrohr, nächstmöglich zum Kammereintritt, aufgebaut. Eine Dosierdrossel kontrolliert die Gasfüllgeschwindigkeit und ermöglicht dadurch auch eine langsame Filterung des Einlassgases. Ein $7\ \mu\text{m}$ und ein $0,5\ \mu\text{m}$ Partikelfilter ermöglichen eine grobe Filterung des Einlassgases. Ein $3\ \text{nm}$ Filter, der diesen beiden Filtern folgt, ist für die Feinstfilterung zuständig.

Vermeidung von Wasserdampfkondensation nach der Vorverbrennung

Die Anwesenheit eines transienten Wasserbeschlags auf der Kammerrückwand kann ebenfalls zu unerwünschten Streulichteeffekten führen. Während der Vorverbrennung treten Drücke von $p_g = 0.1$ bis $8\ \text{MPa}$ (maximal erlaubter Kammerdruck) und Temperaturen $T_g = 423\ \text{K}$ (Kammerwandtemperatur vor der Vorverbrennung) bis $2700\ \text{K}$ in der Kammer auf. In dieser Arbeit sind $2700\ \text{K}$ die theoretisch maximale erreichbare Temperatur mit den Bedingungen 1 der Tabelle 4-1. Diese Temperatur wurde mit der Gleichung (2-4) abgeschätzt und kann erreicht werden, wenn der maximal eingestellte Druck $p_{g,\text{max}} = 8\ \text{MPa}$ ist. Aufgrund der hohen Wärmekapazität und der hohen Wärmeleitfähigkeit des massiven Kammerkörpers bleibt, trotz der Vorverbrennung, die Temperatur der Kammerwände im Bereich der stationären Temperatur (T leicht unter $423\ \text{K}$ für die Rückwand aufgrund der Injektorkühlung und des Abstands zu den Heizpatronen), während hingegen die Druckerhöhung den gesamten gasförmigen Inhalt der Kammer betrifft. Laut der Dampfdruckkurve des Wassers (siehe Abbil-

dung 3-12) können sich, solange der Kammerdruck hoch genug ist, Wassertröpfchen in der Kammer bilden. Diese Tröpfchen lagern sich auf der Rückwand ab oder wirbeln in der Umgebung. Wenn sich ein solcher transienter Beschlag während der Einspritzung auf der Rückwand befindet, führt dies zu einer Stärkung des Hintergrundsignals. Um diesen Effekt zu vermeiden, kann man die Kammerrückwandtemperatur durch eine elektrische Heizung auf 473 K erhöhen. Die beiden experimentellen Randbedingungen dieser Arbeit (siehe Tabelle 3-1), wurden so ausgewählt, dass sich keine Wassertröpfchen während der Einspritzung auf der Rückwand bilden. Eine geheizte Platte war deswegen nicht erforderlich.

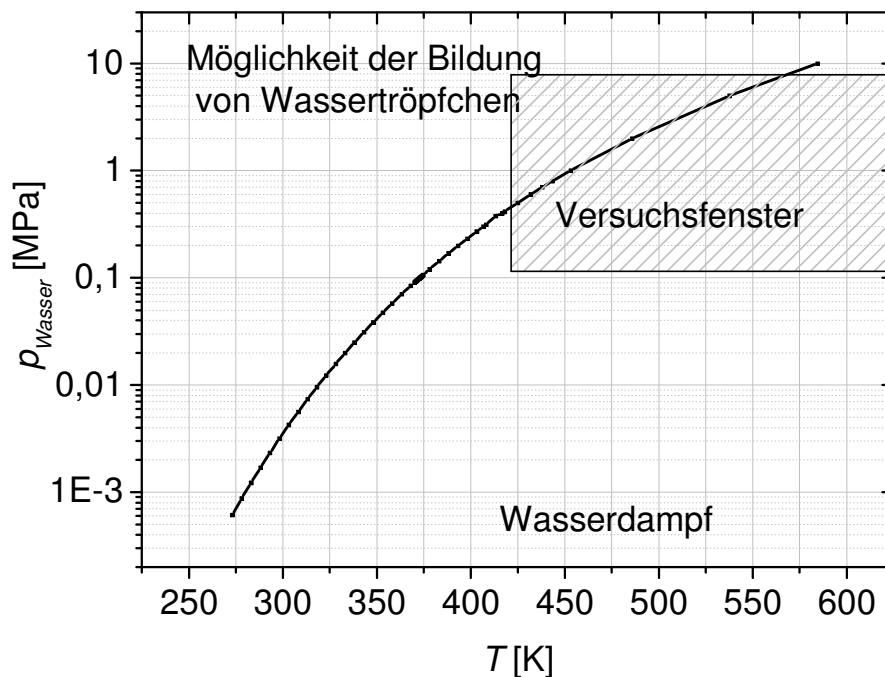


Abbildung 3-12 Dampfdruckkurve des Wassers in Abhängigkeit von der Temperatur [Kuchling, 1995].

4 Quantifizierung der Verteilung des flüssigen und verdampften Kraftstoffs

Die Anwendung der Rayleighmesstechnik als quantitatives Verfahren zur Bestimmung der Kraftstoffkonzentration in einem vollständig verdampften Dieselspraybereich wird in diesem Kapitel vorgestellt. Dabei werden die Quantifizierungsstrategie, die Genauigkeit und die Grenzen des Verfahrens diskutiert. Im zweiten Teil des Kapitels werden die Polarisatoneigenschaften der kombinierten Mie-/Rayleighmesstechnik und ihr Potential zur Visualisierung der Verteilung des flüssigen und des verdampften Kraftstoffs im Spray präsentiert.

4.1 Rayleighmesstechnik zur Bestimmung der Kraftstoffkonzentration

Mit Hilfe der Rayleighmesstechnik wird die Kraftstoffkonzentration im Spray berührungslos, zeit- und orts aufgelöst bestimmt. Der experimentelle Aufbau wurde bereits im Kapitel 3.2.2 beschrieben. Der Einkomponentenkraftstoff *n*-Dekan wird als Ersatz für Diesel in der Hochdruck-/Hochtemperaturbrennkammer mit einer 3-Lochdüse eingespritzt. Die Bestimmung der Kraftstoffdichte erfolgt ausschließlich in *vollständig verdampften* Spraygebieten, wo keine einzelnen Kraftstofftröpfchen vorhanden sind: die Anwesenheit von Tröpfchen würde zur Überlagerung des Rayleighdampfsignals durch Miestreulicht führen. Um zu überprüfen, dass keine Miestreueung durch Tröpfchen mehr vorhanden ist, werden die Polarisatoneigenschaften des empfangenen Lichts ausgewertet. Diese Methode wird im zweiten Abschnitt dieses Kapitels erklärt.

Um quantitative Messungen durchführen zu können, ist eine Kalibrierung erforderlich. Dafür muss die Kammer mit einem Gas bei verschiedenen bekannten Dichten befüllt werden und die jeweilige Streulichtintensität ermittelt werden. Diese sogenannten Kalibriermessungen werden im folgenden Abschnitt detailliert erläutert. Anschließend wurden Rayleighaufnahmen vom Kraftstoffdampf bei verschiedenen Umgebungstemperaturen durchgeführt. Dabei wurde festgestellt, dass eine Erhöhung der Kammertemperatur zu einer Abschwächung des Rayleighsignals führt. Eine Erklärung für dieses Phänomen wird im letzten Abschnitt beschrieben.

4.1.1 Grundlagen der Quantifizierungsstrategie zur Bestimmung der Kraftstoffkonzentration

Bestimmung der Kraftstoffkonzentration

Um die Kraftstoffkonzentration quantifizieren zu können, müssen zuerst die Rayleighstreuquerschnitte der anwesenden Moleküle bestimmt werden. Die Vorgehensweise wurde in Abschnitt 2.4.2 vorgestellt.

Wenn die Polarisation des einfallenden Laserstrahls senkrecht zur Streuebene orientiert ist und der Detektor senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung des einfallenden Lichts positioniert ist, ergibt sich für die Intensität der Rayleighstreuung (siehe Abschnitt 2.4.2):

$$I_{R,\perp} = \frac{3}{8\pi} \eta \cdot I_L \cdot \Omega \cdot V \cdot \sum_i N_i \cdot \sigma_i \quad (4-1)$$

Nach der Vorverbrennung, wird der Kraftstoff in die Kammer eingespritzt und das Rayleighsignal am Spray wird aufgenommen. Dabei ist zu klären, ob die Rayleighstreuung des umgebenden Gases, welches sich in der Kammer befindet, und das sich mit dem verdampften Kraftstoff während der Einspritzung mischt, vernachlässigt werden kann. Bei einer Mischung aus Gas und Kraftstoff berechnet sich die gesamte Streuung von Kraftstoff und umgebender Luft zu:

$$I_{R,\perp,m} = \frac{3}{8\pi} \eta \cdot I_{L,m} \cdot \Omega \cdot N \cdot V \cdot [\chi_f \sigma_f + \chi_g \sigma_g] \quad (4-2)$$

Wobei σ_f bzw. σ_g die Rayleighstreuquerschnitte des Kraftstoffs bzw. des umgebenden Gases sind und $\chi_f + \chi_g = 1$ ist. χ bezeichnet den Molenbruch des Kraftstoffs (χ_f) bzw. des umgebenden Gases in der Kammer (χ_g). Der Index m bezeichnet die Mischung aus Kraftstoff und umgebendem Gas.

Man definiert $N \cdot \chi_f = N_f$ und damit erhält man:

$$I_{R,\perp,m} = \frac{3}{8\pi} \eta \cdot I_{L,m} \cdot \Omega \cdot V \cdot [N_f \cdot (\sigma_f - \sigma_g) + N \cdot \sigma_g] \quad (4-3)$$

Dabei ist $N_f = \frac{\rho_f \cdot N_0}{M_f}$ die Kraftstoffteilchendichte [Teilchen/m³].

Eine direkte Quantifizierung der Kraftstoffkonzentration mittels Gleichung (5-3) ist in der Praxis aufgrund der unbekannten Detektionseffizienz des Erfassungssystems η und der schweren Bestimmbarkeit des Raumwinkels Ω und des Erfassungsvolumens V der Kamera schwer möglich. Eine Kalibrierung ist deswegen nötig. Um die Rayleighstreuung zu quantifizieren, benötigt man zusätzlich zu Spraybildern Kalibriermessungen, bei denen alle Parameter bekannt sind. Das Rayleighstreulicht an einem Kalibriergas wurde deswegen mit unverändertem Versuchsaufbau aufgenommen. Diese Kalibriermessungen finden unter inerten Bedingungen und ohne Einspritzung statt. Die Signalstärke ist dann

$$I_{R,\perp,c} = \frac{3}{8\pi} \eta \cdot I_{L,c} \cdot \Omega \cdot V \cdot N_c \cdot \sigma_c \text{ mit } N_c = \frac{\rho_c \cdot N_0}{M_c} \quad (4-4)$$

Der Index c bezeichnet das Kalibriergas. Die in Frage kommenden Kalibriergase werden im nächsten Abschnitt präsentiert.

Mit dem Quotienten der beiden Gleichungen (5-3) und (5-4) erhält man:

$$N_f = \frac{I_{R,\perp,m}}{I_{R,\perp,c}} \cdot \frac{I_{L,c}}{I_{L,m}} \cdot \frac{\sigma_c}{\sigma_f - \sigma_g} \cdot N_c - N \cdot \frac{\sigma_g}{\sigma_f - \sigma_g} \quad (4-5)$$

Durch Umschreiben von N_f und N_c ergibt sich:

$$\rho_f = \frac{I_{R,\perp,m}}{I_{R,\perp,c}} \cdot \frac{I_{L,c}}{I_{L,m}} \cdot \frac{\sigma_c}{\sigma_f - \sigma_g} \cdot \frac{M_f}{M_c} \cdot \rho_c - \frac{N}{N_0} \cdot M_f \cdot \frac{\sigma_g}{\sigma_f - \sigma_g} \quad (4-6)$$

Die Teilchendichte N ist wie folgt mit dem Druck p [Pa] verbunden:

$$N = \frac{p \cdot N_0}{R \cdot T} \quad (4-7)$$

N_0 bezeichnet die Avogadrozahl ($6,022 \cdot 10^{23}$ Moleküle/mol), R ist die allgemeine Gaskonstante ($8,31$ J/mol·K), T_g die Temperatur [K] der Kammeratmosphäre. Hier gilt M als die molare Masse des Kraftstoffs (M_f) bzw. des Kalibrierungsgases (M_c) [kg/mol] und ρ als die Kraftstoffdichte (ρ_f) bzw. Kalibrierungsgasdichte (ρ_c) [kg/m³]. N repräsentiert die lokale Teilchendichte. So kann man die obere Gleichung vereinfachen:

$$\rho_f = \underbrace{\frac{I_{R,\perp,m}}{I_{R,\perp,c}} \cdot \frac{I_{L,c}}{I_{L,m}} \cdot \frac{\sigma_c}{\sigma_f - \sigma_g} \cdot \frac{M_f}{M_c} \cdot \rho_c}_{\text{Teil 1}} - \underbrace{\frac{p}{R \cdot T} \cdot M_f \cdot \frac{\sigma_g}{\sigma_f - \sigma_g}}_{\text{Teil 2}} \quad (4-8)$$

Im ersten Teil der Gleichung wird die verdampfte Kraftstoffkonzentration bestimmt, während der zweite Teil der Gleichung einen Korrekturterm für die Rayleighstreuung an der umgebenden Luft darstellt.

In den Experimenten dieser Arbeit enthält die umgebende Kammeratmosphäre nach der Vorverbrennung zum Zeitpunkt vom Einspritzbeginn ca. 83% N₂, 15% H₂O und 2% O₂ (siehe Abschnitt 3.1.3). Somit kann der Rayleighstreuquerschnitt σ_g der umgebenden Brennraumluft bestimmt werden. Der Brechungsindex n_g der Luftmischung wird mit der „logarithmic mixture rule“ berechnet [Zhao, 1998]:

$$\log(n_g) = \chi_{N_2} \cdot \log(n_{N_2}) + \chi_{H_2O} \cdot \log(n_{H_2O}) + \chi_{O_2} \cdot \log(n_{O_2}) \quad (4-9)$$

Wobei $\chi_{N_2} + \chi_{H_2O} + \chi_{O_2} = 1$, $n_{N_2} = 1,000300$, $n_{O_2} = 1,00027$ und $n_{H_2O} = 1,00025$ [Gardiner, 1981]. Damit ermittelt man einen Brechungsindex der umgebenden Luft von $n_g = 1,00029$ und einen effektiven Rayleighstreuquerschnitt von $\sigma_g = 4,99 \cdot 10^{-27}$ cm². Der berechnete Rayleighstreuquerschnitt von n -Dekan ist $\sigma_f = 610 \cdot 10^{-27}$ cm². In diesem Fall hat man $\sigma_g \ll \sigma_f$ und deswegen kann der Quotient $\frac{\sigma_c}{\sigma_f - \sigma_g}$ von dem ersten Teil der oberen Gleichung angenähert werden durch:

$$\frac{\sigma_c}{\sigma_f - \sigma_g} \approx \frac{\sigma_c}{\sigma_f} \quad (4-10)$$

Dabei wird der zweite Teil der Gleichung (5-10) vernachlässigt und die Gleichung vereinfacht sich zu der folgenden, in dieser Arbeit zur Bestimmung der Kraftstoffkonzentration verwendeten Form:

$$\rho_f = \frac{I_{R,\perp,m}}{I_{R,\perp,c}} \cdot \frac{I_{L,c}}{I_{L,m}} \cdot \frac{\sigma_c}{\sigma_f} \cdot \frac{M_f}{M_c} \cdot \rho_c \quad (4-11) \text{ Kalibriergleichung}$$

Eine Fehlerschätzung zu dieser Näherung wird im Abschnitt 5.1.3 vorgestellt.

Kalibrierungsoptimierung

Die Befüllung der Kammer mit *nur einer* bekannten Gasdichte zur Kalibrierung führt zu großen Messungenauigkeiten aufgrund des geringen Signal-Rauschenverhältnis und der ungenauen Beurteilung der Hintergrundintensität. Eine verbesserte Kalibrierstrategie besteht in der Durchführung von Rayleighmessungen bei verschiedenen Gasdichten mit dem selben Kalibriergas. Dabei ist es möglich, eine lineare Regression für die Messergebnisse mit den verschiedenen Gasdichten zu berechnen: $I_{R,\perp,c} = A_c \cdot \rho_c + B_c$, A_c ist die individuelle Steigung der Kalibrierkurve, welche durch lineare Regression zwischen Kalibriermessungen bei verschiedenen Dichten erhalten wurde. Das Offset der linearen Regression B_c repräsentiert das Hintergrundsignal, welches trotz der in den Abschnitt 4.3.3 beschriebenen Maßnahmen nicht komplett eliminiert werden konnte.

Um lokale Informationen „pixelgenau“ über die Kraftstoffkonzentration zu bekommen, wurden Spraybilder in vollständig verdampften Bereichen sowie Kalibriermessungen mit einer ICCD-Kamera aufgenommen. Für jedes Pixel (x,y) des Spraybildes wird die Kraftstoffkonzentration bestimmt. Dafür werden die Kalibrationmessungen ebenso für jedes Pixel durchgeführt. Dabei sind A_c und B_c Funktionen der Pixelposition (x,y) . Die Kalibriergleichung (5-18) kann für jedes Pixel (x,y) wie folgt geschrieben werden:

$$\rho_f(x,y) = \frac{I_{R,\perp,m}(x,y)}{I_{R,\perp,c}(x,y)} \cdot \frac{I_{L,c}}{I_{L,m}} \cdot \frac{\sigma_c}{\sigma_f} \cdot \frac{M_f}{M_c} \cdot \rho_c \quad (4-12)$$

Die Steigung $A_c(x,y)$ und das Hintergrundstreulicht $B_c(x,y)$ werden mit normierten Bildern bestimmt (Kameradunkelstrom wurde davon subtrahiert und durch die Laserenergie normiert), die Vorgehensweise zur Bestimmung dieser Parameter ist in Abschnitt 5.1.2 beschrieben.

Das Spraybild $I_{R,\perp,m}(x,y)$ wird wie in Abschnitt 4.3.2 beschrieben normiert: Der Dunkelstrom der Kamera wird abgezogen und das Bild wird durch die Laserpulsenergie E_L dividiert. Das Hintergrundstreulicht bleibt allerdings immer noch auf dem Bild anwesend. Hintergrundaufnahmen (ca. 20 Bilder) des Kammerbrennraums unter gleichen experimentellen Bedingungen (aber ohne Einspritzung) wurden deswegen aufgenommen, normiert (der Dunkelstrom der Kamera wird abgezogen und das Bild wird durch die Laserpulsenergie dividiert) und gemittelt. Im zweiten Schritt werden diese Bilder vom Spraybild subtra-

hiert. $I_{R,\perp,m,n}(x, y)$ bezeichnet das normierte Spraybild, von dem das Hintergrundstreulicht abgezogen wurde.

Der Offset $B_c(x, y)$, welcher das Hintergrundsignal des Kalibrierbilds bezeichnet, wird ebenso vom normierten Kalibrierbild subtrahiert, um das Hintergrundstreulicht zu kompensieren. In diesem Fall erhält man $I_{R,\perp,c,n}(x, y) = A_c(x, y) \cdot \rho_c$, wobei $I_{R,\perp,c,n}(x, y)$ das normierte Kalibrierbild ist, von dem das Hintergrundstreulicht subtrahiert wurde.

Die lokale Kraftstoffkonzentration $\rho_f(x, y)$ für jedes Pixel $i(x, y)$ des Bildes lautet dann:

$$\rho_f(x, y) = \frac{I_{R,\perp,m,n}(x, y)}{I_{R,\perp,c,n}(x, y)} \cdot \frac{\sigma_c}{\sigma_f} \cdot \frac{M_f}{M_c} \cdot \rho_c = I_{R,\perp,m,n}(x, y) \cdot \frac{\sigma_c}{\sigma_f} \cdot \frac{M_f}{M_c} \cdot \frac{1}{A_c(x, y)} \quad (4-13)$$

Da beide Spray- und Kalibrierbilder mit der Laserenergie normiert wurden, ist der Quotient der Intensitäten des einfallenden Lichts der Gleichung (5-12) $\frac{I_{L,c}}{I_{L,f}} = 1$.

Theoretische Grundlagen zur Bestimmung der λ -Verteilung

Die Berechnung der Kraftstoffkonzentration kann erweitert werden, um die λ -Verteilung zu bestimmen. Laut der Gleichung (5-8), kann man die Teilchendichte des Kraftstoffs N_f wie folgt schreiben:

$$N_f = \frac{I_{R,\perp,m}}{I_{R,\perp,c}} \cdot \frac{I_{L,c}}{I_{L,m}} \cdot N_c \cdot \frac{\sigma_c}{\sigma_f - \sigma_g} - N \cdot \frac{\sigma_g}{\sigma_f - \sigma_g} \quad \text{mit } N = \frac{p \cdot N_0}{R \cdot T} \quad (4-14)$$

Der λ -Wert kann dann folgendermaßen ermittelt werden:

$$\lambda = \frac{(N_g / N_f)}{(N_g / N_f)_{st}} \quad \text{mit } (N_g / N_f)_{st} = 116,7 \text{ für Dodekan} \quad (4-15)$$

Dabei bezeichnet der Index st die stöchiometrischen Verhältnisse. Um die λ -Verteilung zu bestimmen, muss im idealen Fall die Temperatur überall innerhalb des verdampften Sprays bekannt sein. Diese ist allerdings schwer zu messen. In vorherigen Veröffentlichungen wurden zwei unterschiedliche Annahmen zur Bestimmung der λ -Verteilung verwendet: Das Spray wurde entweder als isotherm (N und T bleiben konstant innerhalb des Sprays) oder als „adiabat“ (kein Wärmeübergang ohne Massenübergang. Es wird also angenommen, dass die lokale Temperatur sich eindeutig aus den Kraftstoffdampf- und Gasanteilen ergibt, siehe Gleichung 5-17) betrachtet [Espey, 1997; Andersson, 2001].

Bei der isothermen Hypothese bleibt N konstant und ist $N_g = N - N_f$. Der λ -Wert lautet [Espey, 1997]:

$$\lambda = \frac{1 - \chi_f}{(N_g / N_f)_{st} \cdot \chi_f} \quad \text{mit } \chi_f = \frac{N_f}{N} = \frac{N_f}{N_f + N_g} \quad (4-16)$$

Bei der adiabaten Hypothese ist die Teilchendichte N abhängig von der Temperatur. Dabei wird die thermodynamische Gleichgewichtsgleichung angesetzt, um die Temperatur des Gemischs für alle λ zu bestimmen [Espey, 1997]:

$$\int_{T_{Mix}}^{T_{g,0}} c_{p,g} \cdot dT = \frac{F}{G} \cdot \left[\int_{T_{ff,0}}^{T_{int}} c_{p,ff} \cdot dT + h_{v,T_0} + \int_{T_{int}}^{T_{Mix}} c_{p,fd} \cdot dT \right] \quad (4-17)$$

Dabei bezeichnen die Indize g bzw. ff bzw. fd die umgebende Luft bzw. die flüssigen Kraftstoff bzw. den verdampften Kraftstoff. F/G bezeichnet das Kraftstoff-Luftverhältnis in Masseneinheiten. $c_{p,i}$ ist die Wärmekapazität der Spezies i bei konstantem Druck, h_v die latente Verdampfungswärme. T_0 gilt als Starttemperatur, T_{int} als Zwischentemperatur, bei der der Kraftstoff verdampft und T_{Mix} als Temperatur des Gemisches.

Als Folge der idealen Gasgleichung (und wenn den Druck innerhalb der Kammer konstant bleibt), hat man:

$$N = N_{Mix} = \frac{T_g}{T_{Mix}} \cdot N_g \quad (4-18)$$

Dabei beziehen sich N_g und T_g auf die Randbedingungen außerhalb des Sprays.

Für den Molenbruch des Kraftstoffs χ_f wird in der Gleichung (5-16) folgendes eingesetzt:

$$\chi_f = \frac{N_f}{N_{Mix}} = \frac{N_f}{N_g} \cdot \frac{T_{Mix}}{T_g} \quad (4-19)$$

Aus den Gleichungen (5-16), (5-17), (5-18) und (5-19) ergibt sich ein Gleichungssystem, welches iterativ aufgelöst werden kann, um λ zu bestimmen.

Espey et al. haben gezeigt, dass die Bestimmung von λ mit beiden Hypothesen (adiabat und isotherm) zu zusätzlichen Ungenauigkeiten im Vergleich zur Bestimmung der Kraftstoffkonzentration führt. Bei der isothermen Hypothese bleibt N konstant und ist gleich der Umgebungsteilchendichte N_{amb} der komprimierten Luft im Brennraum ($N = N_{amb}$). In der Realität steigt allerdings N ($N > N_{amb}$) aufgrund der niedrigeren Spraytemperatur. Die isotherme Hypothese führt deswegen zu einer Überbestimmung der Kraftstoffkonzentration und der λ -Verteilung (relativ zur adiabaten Hypothese) um bis zu 3% der Kraftstoffkonzentration und bis zu 57% Überbestimmung des Äquivalenzverhältnis $\phi = 1/\lambda$. Grund dafür ist, dass die Temperatur nur einen schwachen Einfluss auf die Kraftstoffkonzentration hat, da der Rayleighstreuquerschnitt des Kraftstoffs viel größer ist als der der umgebenden Luft. Daher entsteht das Signal hauptsächlich durch den Kraftstoff. Die Bestimmung von λ ist im Gegenteil empfindlicher auf das Temperaturdefizit im Spray, weil λ auf N normiert ist, welches proportional zur T^{-1} ist.

Aufgrund der größeren Messungenauigkeiten, die eine Berechnung der λ -Verteilung verursachen würde, wurde in dieser Arbeit nur die Kraftstoffkonzentration bestimmt.

4.1.2 Quantifizierung der Kraftstoffkonzentration

Zur Bestimmung der Kraftstoffdampfdichte wird die Kalibriergleichung (5-18) angewendet. Zum Erfolg dieser Quantifizierungsstrategie muss eine sinnvolle Auswahl des Kalibriergases stattfinden und praktische Details (Berechnung der Gasdichte, Einbau von Filtern,...) müssen betrachtet werden, um die Dichte des Gases in der Kammer möglichst genau zu berechnen. Dieses Vorgehen wird in den folgenden Abschnitt präsentiert. Schließlich wird die Genauigkeit der ermittelten Kraftstoffdampfkonzentrationen anhand dieser Quantifizierungsmethode diskutiert.

Auswahl eines Kalibriergases

Bei der Auswahl eines Kalibriergases wurden mehrere Kriterien berücksichtigt. Nur Gase die harmlos für den Menschen und den Versuchsträger sind, kommen in Frage. Um genügend Signal zu bekommen, muss der Rayleighstreuquerschnitt des Gases relativ hoch sein, idealerweise in der gleichen Größenordnung desjenigen von *n*-Dekan. Der Flaschenfülldruck spielt auch eine wichtige Rolle, dieser muss kleiner sein als der Druck bei dem das Gas kondensiert (bei 295 K). Dieser Fülldruck muss allerdings hoch genug sein um einen ausreichend starkes Rayleighsignal zu liefern, da das Rayleighsignal mit steigender Dichte zunimmt. Außerdem ermöglicht ein Gas mit einem großen Dampfdruck die Aufnahme des Signals in einem größeren Dichtebereich und die lineare Regression der Kalibrierungsstrategie wird dadurch genauer. Propan (C_3H_8) und Schwefelhexafluorid (SF_6) sind mögliche Kandidaten. Ihre Eigenschaften finden sich in Tabelle 5-1 und ihre Dampfdruckkurve in Abbildung 4-1. Zusätzliche Versuche und Vergleiche wurden mit Stickstoff (N_2) durchgeführt.

Gas	σ [10^{-24} cm ²]	$\sigma_{n-Dekan}/\sigma_{Gas}$	Flaschenfülldruck [MPa]
C_3H_8	0,067	9,088	0,83
SF_6	0,035	17,364	2,11
N_2	0,0051	118,284	20 ¹

¹: die Grenze bei N_2 liegt allerdings nicht bei 20 MPa sondern bei 8 MPa (maximal erlaubter Druck in der Kammer).

Tabelle 4-1 Eigenschaften der verwendeten Gase.

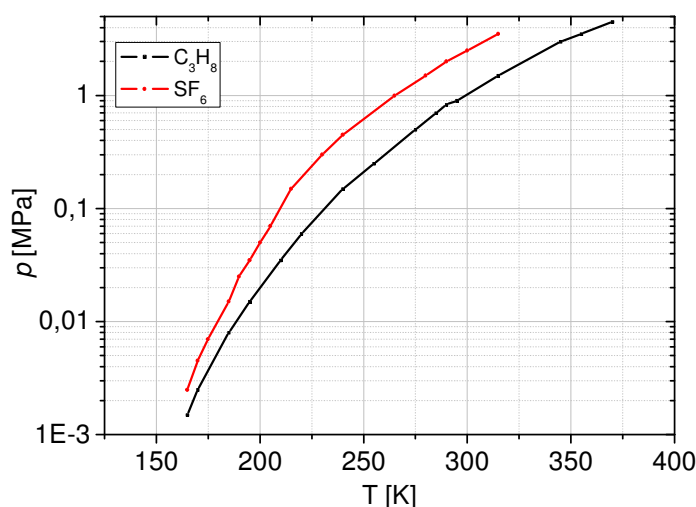


Abbildung 4-1 Dampfdruckkurven von Propan und Schwefelhexafluorid [Air Liquide, 1976].

Im Vergleich zu Propan und Schwefelhexafluorid wird Stickstoff aufgrund seines Rayleighstreuquerschnitts ein schwächeres Rayleighsignal produzieren, was zu Ungenauigkeiten in der Kalibrierung führen wird. Stickstoff ist deswegen nicht geeignet. Die maximale Intensität des gestreuten Lichts bei Schwefelhexafluorid ist dagegen stärker als bei Propan. Zudem hat Schwefelhexafluorid einen größeren Dampfdruck als Propan (siehe Abbildung 4-1 und Tabelle 5-1). Dadurch kann mit Schwefelhexafluorid eine größere Teilchendichte erreicht werden. Kalibriermessungen mit Schwefelhexafluorid wurden deswegen zuerst durchgeführt. Allerdings ist Schwefelhexafluorid ein sehr schweres Gas, welches trotz sorgfältiger Kammerspülung nach Kalibriermessungen noch in kleineren Mengen in der Kammer verbleiben könnte. Anfangs sollte statt Propan Schwefelhexafluorid als Kalibrier gas verwendet werden. SF_6 weist zwar einen geringeren Streuquerschnitt auf als Propan (Tabelle 5-1), bei Raumtemperatur lassen sich jedoch deutlich höhere Drücke (bis 29 bar) und damit auch höhere Signale erreichen. Von einem SF_6 -Einsatz ist jedoch wieder Abstand genommen worden, nachdem ein Schaden an den Quarzglasfenstern beobachtet wurde. Sie sind trüb geworden und ermöglichten keine Aufnahme vom Spray oder von den Kalibrierbildern mehr. Wahrscheinlich wurde die Oberfläche der Fenster von Flusssäure angegriffen, die gebildet wurde, als nach Kalibrierversuchen wieder Experimente mit Vorverbrennung durchgeführt wurden. Es ist anzunehmen, dass es während der Vorverbrennung zu einer Reaktion der verbliebenen SF_6 -Moleküle mit Wasserstoff gekommen ist, bei der Fluorwasserstoff (HF) und anschließend Flusssäure gebildet wurden. Aus diesem Grund wurde Propan in dieser Arbeit für die Durchführung der Kalibrierversuche bevorzugt.

Kalibriermessungen

Kalibriermessungen werden unter inerten Bedingungen mit Propan mit einer Dichte zwischen $\rho_g = 1,79$ bis $16,25 \text{ g/cm}^3$ durchgeführt. Der Kammerdruck wird von einem piezoresistiven Drucksensor erfasst. Ein NiCr-Ni-Thermoelement wird zusätzlich in der Mitte der Kammer eingebaut, um die Gastemperatur innerhalb der Kammer zu messen. Dieses Thermoelement ermöglicht allerdings nur Punktmessungen, was nur zu einer Schätzung der Gastemperatur führt. Die Temperaturmessungen und die Aufnahmen des Rayleighsignals finden ein paar Minuten nach der Kammerbefüllung mit dem Kalibrier gas statt, so dass die Propan temperatur innerhalb der Kammer sich im Gleichgewicht befindet.

Die Punktmessungen der Kammertemperatur erfolgen bei jeder Dichte vor den Kameraaufnahmen. Die Hochdruck-/Hochtemperaturbrennkammer wird unter inerten Bedingungen, ohne Vorverbrennung, mit Propan bei Drücken zwischen $p_g = 0,1$ und $0,8 \text{ MPa}$ befüllt. Um einen Vergleich zwischen den Spraybildern und den Kalibrierungsmessungen ziehen zu können, ist es essentiell, dass der Laserlichtschnitt in der gleichen Position wie für die Spraymessungen bleibt. Für eine optimale Beobachtung der Rayleighstreuung sind die Laserlichtschnittpolarisation und der Polarisationsfilter vor der ICCD-Kamera senkrecht zur Streuebene.

Für jeden Messpunkt wird eine Serie von 20 Bildern aufgezeichnet und die mittlere Laserenergie der Serie wird mit dem Laserenergiemesskopf erfasst. Jedes Bild müsste zuerst korrigiert (Abziehung des Kameradunkelstroms, Normierung durch die einzelne Laserenergie) und dann gemittelt werden. Aufgrund der Vernachlässigbarkeit der Laserpulsenergieschwankungen ($\sim 1\%$) während der Bildaufnahmen ist es möglich, die Bilder zunächst zu mitteln und dann zu korrigieren (mit der gleichen Methode wie die Spraybilder, siehe Ab-

schnitt 3.3.2). Das Dunkelstrom der Kamera und die mittlere Laserpulsenergie werden betrachtet:

$$\bar{C}(x, y) = \frac{\bar{C}_0(x, y) - \bar{K}(x, y)}{\bar{E}_L} \quad (4-20)$$

$\bar{C}_0(x, y)$ ist die mittlere erfasste Intensität der Serie am Pixel (x, y) , $\bar{K}(x, y)$ der mittlere Dunkelstrom der Kamera und \bar{E}_L die mittlere Laserenergie der Serie. Die Verwendung der mittleren Laserenergie führt zu einem Zeitgewinn bei der Auswertung, ohne die Ergebnissenauigkeit zu beeinflussen.

Abbildung 4-2 zeigt Rayleighaufnahmen unter inerten Bedingungen von Propan für Kammerdrücke von $p_g = 0,1$ MPa bis 0,8 MPa.

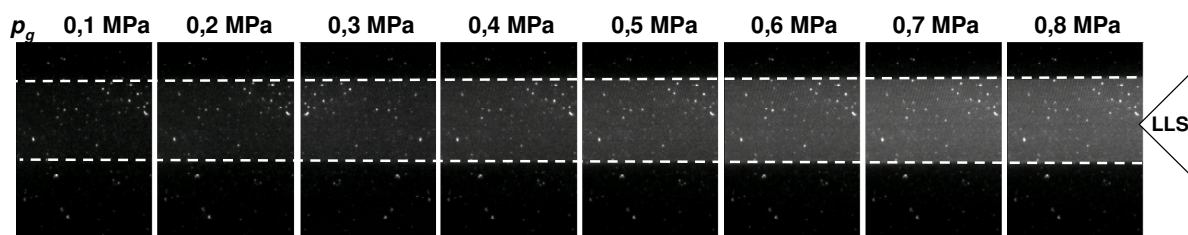


Abbildung 4-2 Rayleighstreuung von Propan für Kammerdrücke von $p_g = 0,1$ MPa bis 0,8 MPa. Jedes Bild ist ein Mittelwert von 20 Einzelbildern. Die Einzelpunkte kommen von Miestreuung von restlichen Partikeln auf der Rückwandplatte, einer typischen Störquelle für Rayleighaufnahmen, welche nur zum Teil durch Hintergrundsubtraktion korrigiert werden kann.

Berechnung der Gasdichte

Für die Kalibrierung wird die Kammer mit Propan bis knapp unter die Verflüssigungsgrenze befüllt (0,83 MPa bei Raumtemperatur). Daher ist eine Dichteumrechnung mittels der Idealgasgleichung (IG) nicht ausreichend präzise. Reale Gasgleichungen wie die van-der-Waals-Gleichung (VdW) [van der Waals, 1873], die Redlich-Kwong-Gleichung (RK) [Redlich, 1949] oder – besser – die Soave Redlich-Kwong Gleichung (SRK) [Soave, 1972] müssen eingesetzt werden. Eine Zusammenfassung der verschiedenen Gasgleichungen ist in Tabelle 5-2 dargestellt. Mehr Details über die Zustandsgleichungen finden sich in Anhang A.

Gasgleichung	Formel $f(\rho)$	Koeffizient
Idealgasgleichung (IG)	$\rho = \frac{p \cdot M}{R \cdot T}$	M : Molare Masse [g/mol] R : Allgemeine Gaskonstante (8,314 J/mol/K)
Van der Waals (VdW)	$\left(p + \frac{a_{vdW} \cdot \rho^2}{M^2} \right) \cdot \left(1 - \frac{b_{vdW} \cdot \rho}{M} \right) = \frac{R \cdot T \cdot \rho}{M}$	a: Kohäsionsdruck [10 ⁻¹ MPa·l ² /mol ²] b: Kovolumen [l/mol] w: Azentrischer Faktor
Redlich-Kwong (RK)	$p = \frac{\rho \cdot R \cdot T}{M - \rho \cdot b_{RK}} - \frac{a_{RK} \cdot \rho^2}{(M + \rho \cdot b_{RK}) \cdot M \cdot \sqrt{T}}$	
Soave Redlich-Kwong (SRK)	$p = \frac{\rho \cdot R \cdot T}{M - \rho \cdot b_{SRK}} - \frac{a_{SRK} \cdot \alpha_{SRK}(T, \omega) \cdot \rho^2}{(M + \rho \cdot b_{SRK}) \cdot M}$	

Tabelle 4-2 Formeln von verschiedenen Gasgleichungen. Details über die Berechnung der verschiedenen Koeffizienten für verschiedene Gase sind in Anhang A erklärt.

p^{Propan} [MPa]	ρ^{IG} [mg/cm ³]	ρ^{VdW} [mg/cm ³]	ρ^{RK} [mg/cm ³]	ρ^{SRK} [mg/cm ³]
0,1	1,764	1,784	1,794	1,794
0,2	3,528	3,608	3,638	3,638
0,3	5,292	5,482	5,552	5,552
0,4	7,056	7,397	7,527	7,676
0,5	8,820	9,371	9,582	9,582
0,6	10,584	11,375	11,696	11,906
0,7	12,348	13,460	13,921	13,941
0,8	14,112	15,605	16,256	16,276

Tabelle 4-3 Berechnung der Gasdichte für verschiedene Propandrucke bei einer Temperatur $T = 300\text{K}$ mit verschiedenen Gasgleichungen. Idealer Gasgleichung, Van der Waals, Redlich Kwong, Soave Redlich Kwong.

Tabelle 5-3 zeigt die berechnete Gasdichte von Propan in Abhängigkeit vom gemessenen Propandruck in der Kammer und verschiedenen Gasgleichungen: idealer Gasgleichung, Van der Waals, Redlich Kwong und Soave Redlich-Kwong und Abbildung 5-3 zeigt die Variation der Intensität der Rayleighstreuung von Propan in Abhängigkeit vom gemessenen Kammerdruck (schwarze Punkte). In dieser Darstellung wird für jeden Kammerdruck das gestreute Licht vom bearbeiteten Bild über den gesamten Laserlichtschnittbereich gemittelt und als Punkt auf dem Graph eingezeichnet. Zusätzlich wird die theoretische Dichte in Abhängigkeit des Drucks mit jeder der oben genannten Gasgleichungen berechnet. Es wurde angenommen, dass das Rayleighsignal C proportional zur Gasdichte ρ ist:

$$C = k \cdot \rho \quad (4-21)$$

Für die SRK-Gasgleichungen wurde der Faktor k mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate auf die gemessenen Intensitäten bestimmt und auf der Grafik dargestellt. Dieser Faktor wurde bei jeder Gasgleichung angewendet. Die Abbildung macht deutlich, dass die ideale Gasgleichung bei höheren Drücken nicht mehr den gemessenen Punkten entspricht. Eine reale Gasgleichung zur Berechnung der Gasdichte ist deswegen nötig. Die Gasdichteberechnung mit der VdW- Gasgleichung führt zu einer wesentlich besseren Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Weitere Optimierung erfolgt durch Anwendung der RK-Gasgleichung. Durch die Anwendung der SRK-Gleichung erfolgt die beste Anpassung, so dass in dieser Arbeit die Gasdichte immer mit der SRK-Gasgleichung bestimmt wird. Allerdings sind die Unterschiede zwischen der RK-Gleichung und der SRK-Gleichung minimal.

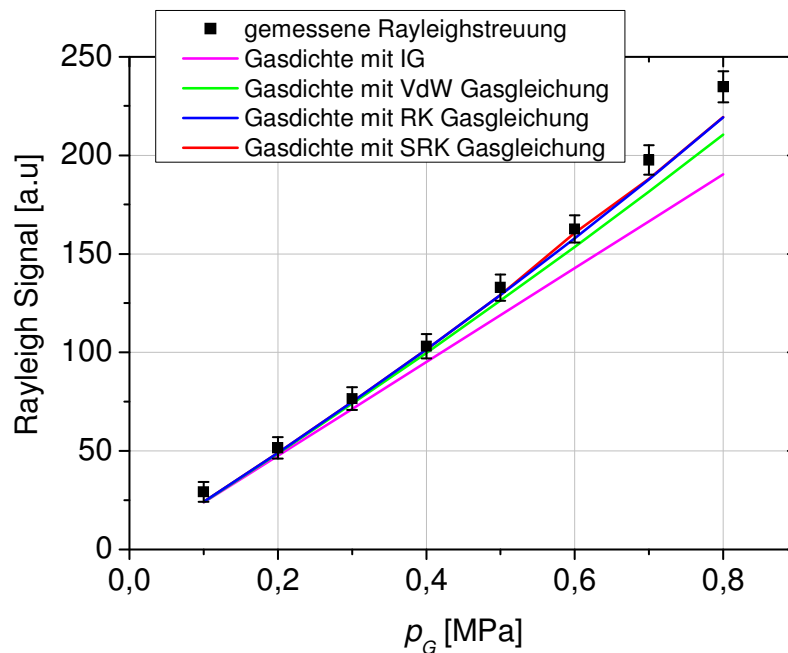


Abbildung 4-3 Variation der Signalstärke der Rayleighstreuung in Abhängigkeit vom Propandruck (schwarze Punkte). Messungen erfolgten bei einer Kammertemperatur von $T_g = 300$ K. Anpassung dieser Werte mit verschiedene Gasgleichungen für ideale und reale Gase.

Anmerkung zu dem Einsatz einer Dosierdrossel und von Partikelfiltern vor dem Einlass in die Kammer

Wie bereits in Abschnitt 3.3 angedeutet, wurde eine Kombination von einer Dosierdrossel, einem $7\text{ }\mu\text{m}$ -, einem $0,5\text{ }\mu\text{m}$ - und einem $0,003\text{ }\mu\text{m}$ -Partikelfilter (Swagelok) vor dem Kammereintritt eingebaut. Die Dosierdrossel hat einen großen Einfluss auf die Geschwindigkeit des Kammerbefüllvorgangs. Trotz intensiver Spülung der Kammer können sich darin noch Restpartikel von vorherigen Messungen befinden. Eine schnelle Kammerbefüllung mit Gas führt zum starken Aufwirbelung dieser Partikel. Diese produzieren unerwünschtes Mie-Streulicht, welches im Lichtschnittbereich die Rayleighstreuung des Kalibriergases überlagern. Zusätzlich enthalten die Gasflaschen zwar Gas mit hohem Reinheitsgrad (Propan $\geq 99,95\%$ Reinheit, $\text{SF}_6 \geq 99,9\%$ Reinheit, $\text{N}_2 \geq 99,9\%$ Reinheit), trotzdem können noch Staubpartikel enthalten sein. Diese müssen herausgefiltert werden. Die Filterkombination vermeidet den Eintrag zusätzlicher Partikel aus der Gasflasche und der Kammerverrohrung und somit eine Überlagerung des Rayleighsignals durch Streulichtanteile von größeren Partikeln.

Wenn die Kammer mit dem Gas aus der Flasche befüllt wird, findet außerdem aufgrund des Joule-Thomson-Effekts eine Abkühlung der Kammertemperatur statt. Dieser Effekt beeinflusst die Kammertemperatur um 2-3 Grad und kann durch einen langsamen Befüllvorgang dank der Dosierdrossel vermindert werden. Bevor die Rayleighstreuung bei einer gewissen Dichte gemessen wird, wartet man ein paar Minuten bis sich die Kammertemperatur stabilisiert hat.

Abbildung 4-4 belegt den starken Einfluss der Dosierdrossel und der Partikelfilter auf das erfasste Rayleighsignal. Die Ergebnisse wurden für SF_6 dargestellt, das Gleiche gilt ebenso für Propan. Trotz des Einbaus der Dosierdrossel und der verschiedenen Filter, ist allerdings

immer noch eine Nichtlinearität erkennbar. Als mögliche Quelle für diese Nichtlinearität dienen die restlichen Partikel in der Kammer, welche ein unerwünschtes Signal produzieren. Trotz dieser Hypothese ist die verbliebene Nichtlinearität noch nicht vollständig verstanden und diese führt zu einem systematischen Fehler, welcher in Abschnitt 4.1.3 diskutiert wird.

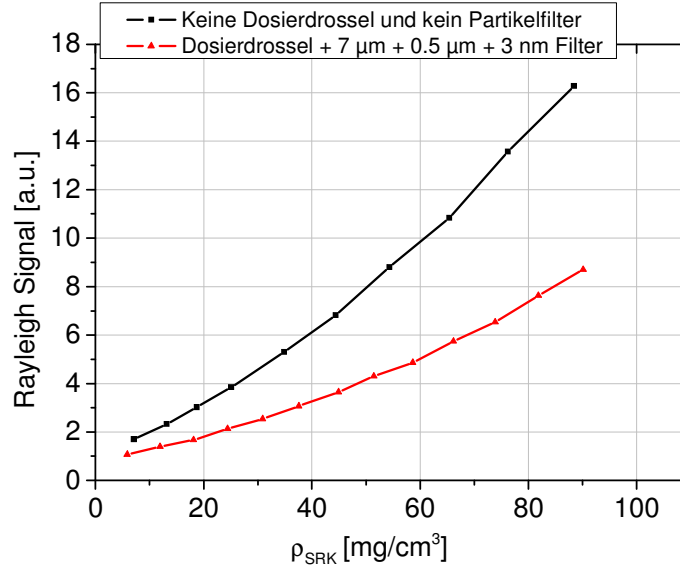


Abbildung 4-4 Einfluss der Dosierdrossel und der Partikelfilter auf die erfasste Rayleighintensität als Funktion der Gasdichte. Messungen erfolgten mit SF_6 bei 300 K, die Gasdichte wird mit der SRK-Gleichung berechnet. In dieser Darstellung wird das gestreute Licht für jeden gemessenen Druck vom bearbeiteten Bild über dem Laserlichtschnittbereich gemittelt. Der durch das Hintergrundsignal verursachte Offset wurde korrigiert.

Lineare Regression

Wie bereits in Abschnitt 4.1.1 angedeutet, wird die lokale Kraftstoffdichte $\rho_f(x, y)$ mittels der Steigung $A_c(x, y)$ von Kalibriergas-Messungen bestimmt:

$$\rho_f(x, y) = \bar{I}_{R,\perp,m,n}(x, y) \cdot \frac{\sigma_c}{\sigma_f} \cdot \frac{M_f}{M_c} \cdot \frac{1}{A_c(x, y)} \quad (4-22)$$

Die oben genannten Maßnahmen für die Gasdichteberechnung und den Kammerbefüllvorgang werden eingesetzt. So kann für jedes Pixel (x, y) des Bildes durch lineare Regression ein Steigungsbild $A_c(x, y)$ und ein Hintergrundbild $B_c(x, y)$ erstellt werden (siehe Abbildung 4-5). Für eine bessere Statistik, bezeichnet $\bar{I}_{R,\perp,m,n}(x, y)$ eine Mittelung von mindestens fünf normierten Spraybildern (Subtraktion Dunkelstrom der Kamera, Division durch Laserpulsenergie, siehe Details im Abschnitt 4.3.2). Die Kalibrierung mit der Steigung der linearen Regression führt zu einer wesentlichen Verbesserung der Kalibrierungsgenauigkeit. Diese Methode hat den Vorteil, dass verschiedene Gasdichte das Ergebnis beeinflusst, der Einfluss der Schwankungen von einer Messung zu anderen bei gleicher Gasdichte wird so vermindert.

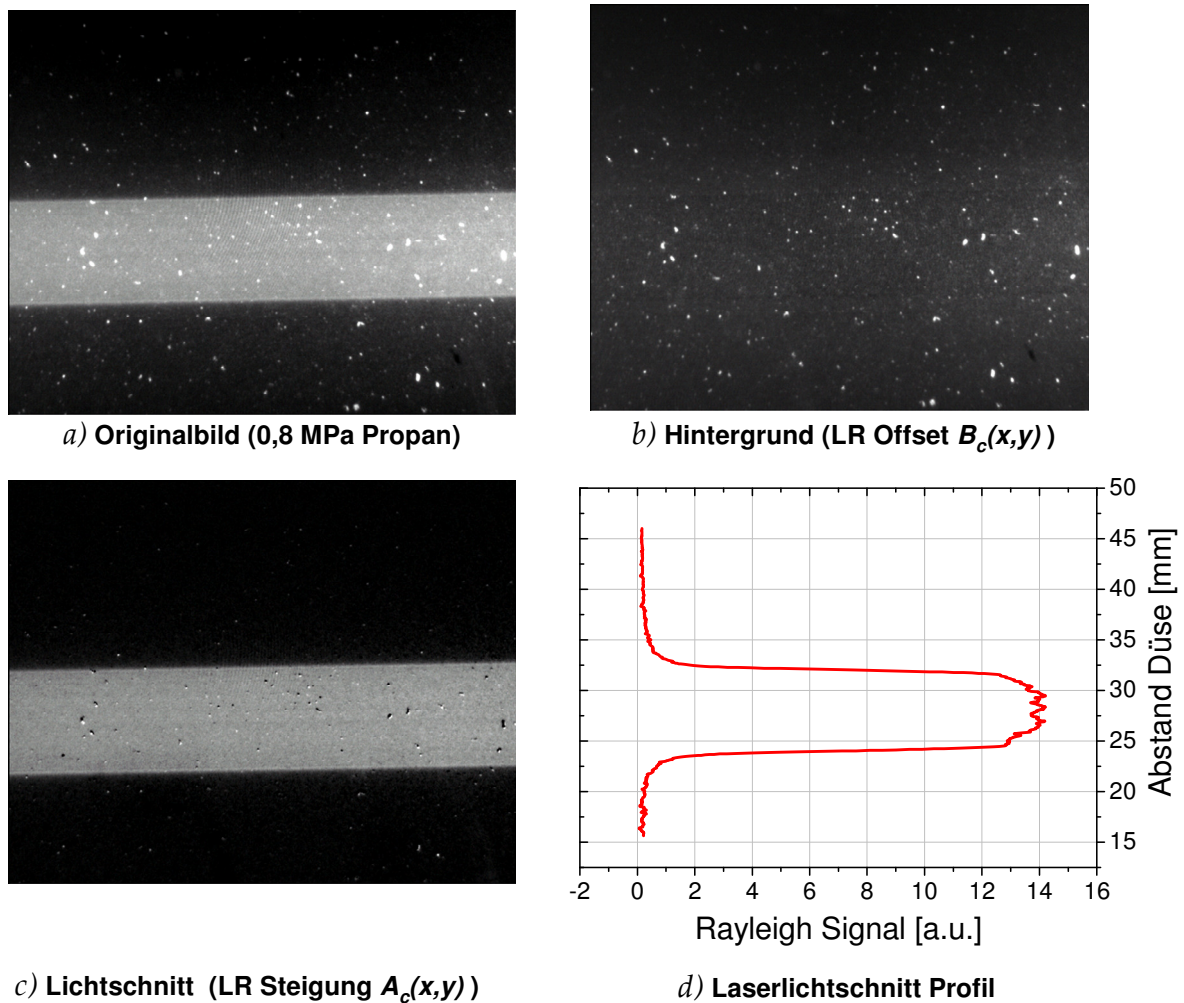


Abbildung 4-5 a) Rayleighstreulicht Signal von 0,8 MPa Propan in der Kammer. Die singulären Einzelpunkte kommen von der Miestreuung von Wand- oder Fensterverunreinigung b) und c) Hintergrund und Steigung, erhalten durch lineare Regression von Propan-Kalibriermessungen von $p_g = 0,1$ MPa bis 0,8 MPa. d) Mittleres Laserlichtschnittprofil der Steigung der linearen Regression (Mittelwert über einzelne Zeilen von der Steigung der linearen Regression).

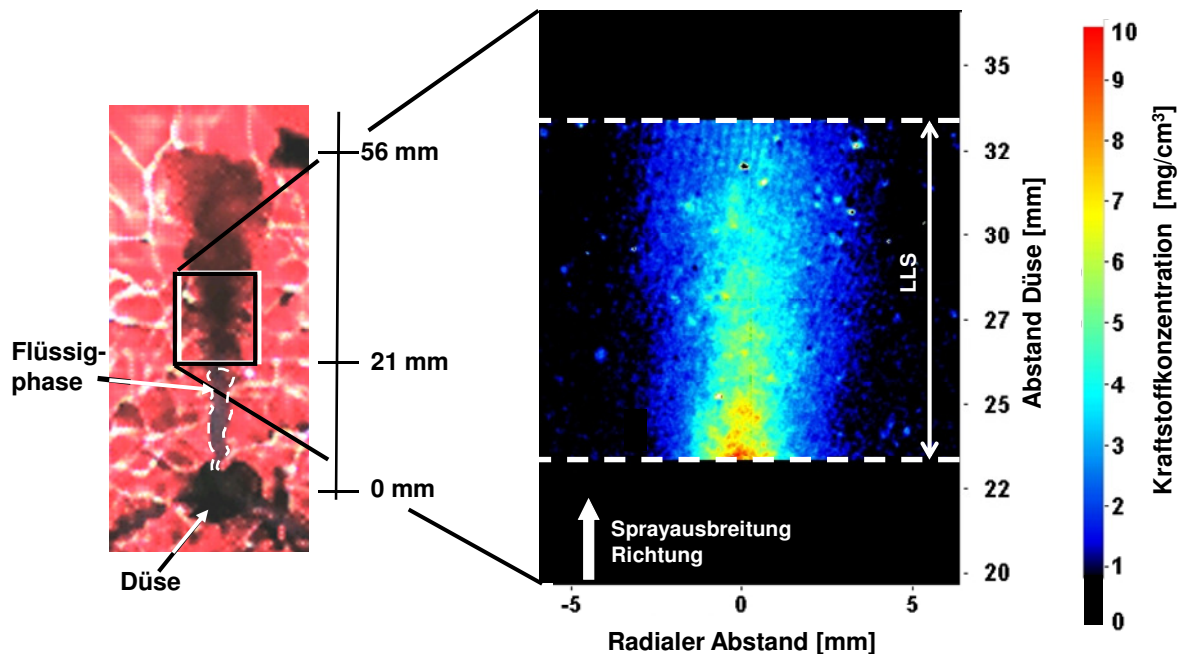
Bestimmung der Kraftstoffkonzentration

Der Laserlichtschnitt ist in einem vollständig verdampften Gebiet des Sprays positioniert und Spraybilder von mehreren unabhängigen Wiederholungen unter den gleichen experimentellen Bedingungen werden aufgenommen. Diese Aufnahmen wurden zunächst, wie in Abschnitt 3.3 erklärt, korrigiert (Subtraktion des Kameradunkelstroms und Laserenergienormierung) und gemittelt.

Eine Serie von mindestens fünf Hintergrundbildern unter den gleichen experimentellen Bedingungen, mit aktivem Laser, aber ohne Einspritzung, wurde aufgenommen. Diese Bilder wurden wie die Spraybilder korrigiert und gemittelt. Das gemittelte Hintergrundbild wird von dem gemittelten Spraybild subtrahiert, um das Hintergrund resultierend vom unerwünschten Streulicht zu kompensieren.

Das so erhaltene Bild wird auf dem Lichtschnitt-Bereich beschränkt und dann durch die ermittelte Steigung $A_c(x,y)$ der linearen Regression von dem Propan-Kalibriermessungen dividiert. Für jedes Pixel (x,y) wird das Ergebnis mit dem Quotient des Rayleighstreuquer-

schnitts σ_c / σ_f und dem Quotient der molaren Massen M_f / M_c , welche in der Gleichung (5-13) auftreten, multipliziert. Mit diesem Prozess wird die lokale Kraftstoffkonzentration in mg/cm^3 für jedes Pixel (x,y) im Lichtschnittbereich bestimmt.



a) Mie-/Schlierenaufnahme

b) Rayleigh
Kraftstoffkonzentrations-
Messung

Abbildung 4-6 Messungen bei $p_g = 3 \text{ MPa}$, $T_g = 1000 \text{ K}$ ($\rho_g = 9.6 \text{ mg}/\text{cm}^3$) 1,3 ms nach Bestromungsbeginn, $p_{inj} = 90 \text{ MPa}$, total eingespritzte Kraftstoffmenge der 3-Lochdüse $q_{inj} = 18 \text{ mm}^3$ ($6 \text{ mm}^3/\text{Loch}$) a) Mie-/Schlierenaufnahme (Einzelnes Bild) Die Flüssigphase wurde durch Miestreuung beleuchtet und Dampfphase wurde mit Schlierenverfahren sichtbar gemacht. b) Kraftstoffkonzentration in der Dampfphase des Sprays. Das Spray dringt von unten in die Hochdruckkammer ein. Gemitteltes Bild aus 20 unabhängigen Spraymessungen. Kalibrierung mit Propan.

Ein Beispiel ist in Abbildung 4-6 dargestellt. Die Mie-/Schlierenaufnahme zeigt das gesamte Spray: die Flüssigphase wird durch Miestreuung abgebildet und das Schlierenverfahren hebt die Dampfphase des Sprays hervor. Mit dieser Aufnahme wird die Eindringtiefe des flüssigen Sprays bestimmt und die Höhe des Laserlichtschnitts für die Rayleighaufnahme so ausgewählt, dass der sich im völlig verdampften Spraybereich findet.

Rayleighaufnahmen von zwanzig unabhängigen Messungen unter den gleichen Bedingungen werden im Bereich der Dampfphase, in dem keine Tröpfchen vorliegen, durchgeführt. Die Bilder werden dann korrigiert und gemittelt. Das Ergebnis wird anhand der Propan-Referenzdaten kalibriert und in dem linken Teil der Abbildung dargestellt. Das Ergebnis demonstriert, dass die Kraftstoffkonzentration symmetrisch entlang der vertikalen Sprayachse ist und langsam mit zunehmendem Düsenabstand abnimmt. Dieses Ergebnis steht in Übereinstimmung mit vorherigen Arbeiten über die Bestimmung der Kraftstoffkonzentration [Gronki, 2003; Bruneaux, 2005].

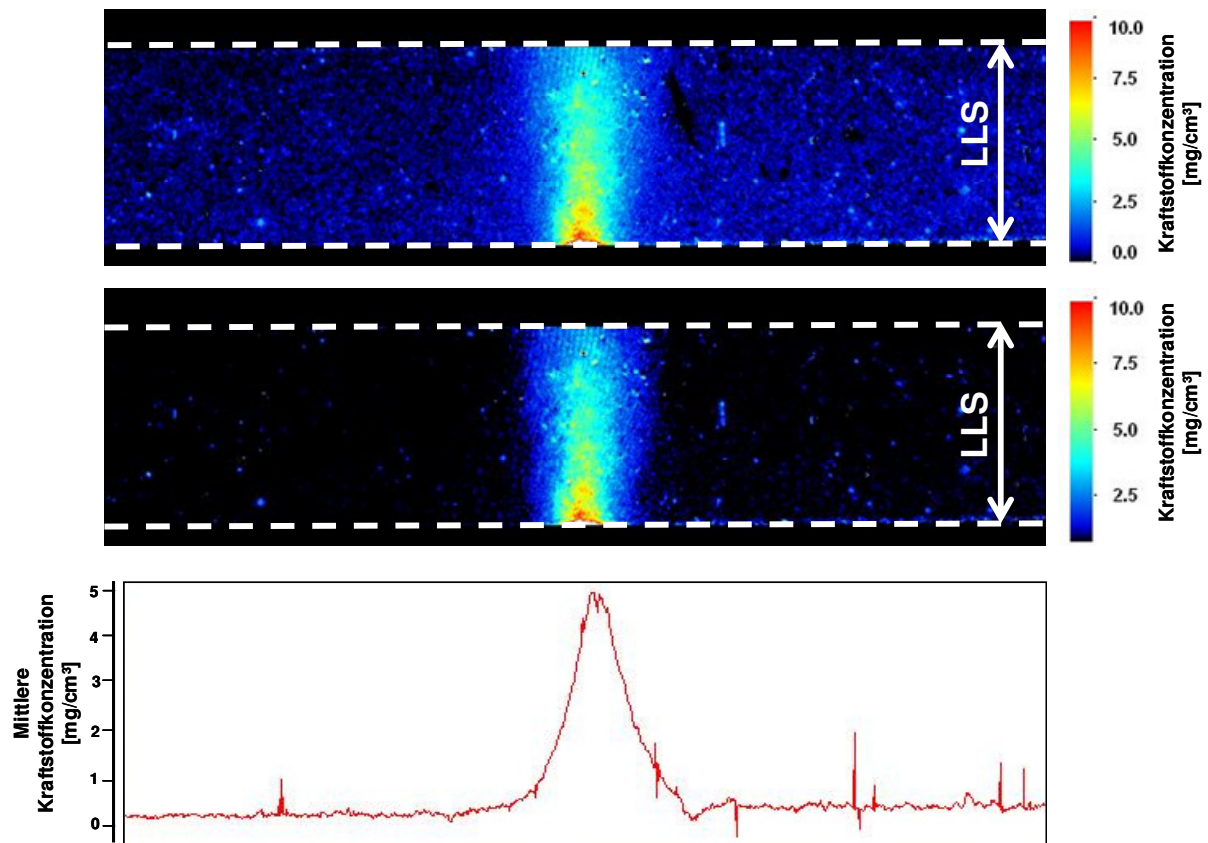


Abbildung 4-7: Darstellung der Kraftstoffkonzentration. Messungen bei $p_g = 3$ MPa, $T_g = 1000$ K ($\rho_g = 9.6$ mg/cm³) 1,3 ms nach Bestromungsbeginn, $p_{inj} = 90$ MPa, total eingespritzte Kraftstoffmenge der 3-Lochdüse $q_{inj} = 18$ mm³ (6 mm³/Loch) Oben: mit einer Farbskala die bei 0 mg/cm³ startet. Mittig: einer Farbskala die bei 0,7 mg/cm³ startet. Die Bereiche zwischen 0 und 0,7 mg/cm³ sind in schwarz dargestellt. Unten: Mittlere Kraftstoffkonzentration im Lichtschnittbereich.

Durch die Bildkorrekturen können sich Bildverarbeitungartefakte bilden. Jedem Bild ist leichtes Rauschen überlagert, das statistisch um den Null-Wert verteilt ist. Zur Kompensation des unerwünschten Streulichts, werden die gemittelten Hintergrundbilder (ohne Spray) von den gemittelten Spraybildern subtrahiert. Die Pixel sind allerdings in DaVis mit positiven Ganzzahlen codiert. Durch die Subtraktion werden deswegen alle negativen Werte auf null gesetzt. Im Spraybereich spielt dieser Effekt keine Rolle, da die Pixelintensität im Spraybereich immer höher ist als auf den Hintergrundbildern ohne Spray, negative Werte können mit der Subtraktion deswegen nicht erreicht werden. In Gebiete im Lichtschnittbereich, in denen sich kein Spray findet, haben die Spraybilder und die Hintergrundbilder den gleichen Mittelwert. Allerdings ist der Mittelwert der Differenz > 0 , da alle Pixel < 0 auf null gesetzt wurden. Dies ist auf dem mittleren Profil der Kraftstoffkonzentration (Mittelwert aller horizontaler Profile innerhalb des Lichtschnittbereichs) der Abbildung 5-7 zu sehen: außerhalb des Spraybereichs wurde deswegen eine Kraftstoffkonzentration von 0,2 bis 0,3 mg/cm³ berechnet.

Für eine klarere Darstellung in Abbildung 5-6 b), ist der Kraftstoffkonzentrationsbereich zwischen 0 und 0,7 mg/cm³ in schwarz dargestellt. Die Farbskala zur Ermittlung der Kraftstoffkonzentration startet tatsächlich bei 0,7 mg/cm³. In der Abbildung 5-7 wurde beispielsweise das gleiche Bild mit einer Farbskala die bei null startet dargestellt: der verrauschte Hinter-

grund durch Bildverarbeitungsartefakte erschwert die Interpretation der Ergebnisse. In dieser Arbeit sind alle Bilder der Kraftstoffkonzentration mit der Farbskala ab $0,7 \text{ mg/cm}^3$ dargestellt. Der Wert $0,7 \text{ mg/cm}^3$ wurde willkürlich ausgewählt, ist allerdings für die Darstellung der Bilder dieser Arbeit geeignet.

4.1.3 Fehlerabschätzung

Wie bei allen Messtechniken gibt es bei diesem Verfahren zur Bestimmung der Kraftstoffkonzentration einen restlichen Fehler. In diesem Abschnitt wird die Genauigkeit der verwendeten Kalibrierstrategie abgeschätzt. Als Fehlerquellen zählen die lineare Regression mit den Kalibriergasmessungen, die Hintergrundintensitätsschwankungen der Spraybilder und die Näherung in der Kalibrierung, in welcher die Rayleighstreuung der umgebenden Luft vernachlässigt würde. Zuerst wird der Fehler durch die lineare Regression betrachtet. Anschließend werden der Gesamtfehler des Kalibrierprozesses und der Fehler, der durch die Vernachlässigung der Rayleighstreuung an der umgebenden Luft entsteht diskutiert.

Fehler durch die lineare Regression

Da eine nicht erwartete Nichtlinearität in der Kalibrierkurve auftritt, existiert ein systematischer Fehler im Kalibrierprozess. Um seine Größenordnung abzuschätzen wird die lineare Regression verwendet. Dies wird im folgenden Abschnitt als *systematischen* Fehler bezeichnet und abgeschätzt. Zusätzlich zu den systematischen Fehlern treten statistische Fehler auf. Es wird angenommen, dass die beiden Fehler *unabhängig* voneinander sind.

- Der *statistische* Fehler wird lokal, für jedes Pixel (x, y) , bestimmt. Wie bereits angedeutet, wird als Kalibrieraufnahme das Rayleighsignal von Propan für mehrere Dichten aufgenommen. Für jede Dichte wird eine Serie von N Bildern aufgezeichnet (In dieser Arbeit, $N = 20$), welche gemittelt und korrigiert werden. Die Bildkorrektur (Hintergrund Subtraktion, Normierung auf die Laserpulsenergie) führt zu keinem Genauigkeitsverlust. Schuss-zu-Schuss Variationen treten allerdings von einem Bild zum anderen auf und verursachen Fehler kann, welche wie folgt abgeschätzt werden können:

$$\varepsilon_c(x, y) = \frac{v_c(x, y)}{\sqrt{N-1}} \quad (4-23)$$

$v_c(x, y)$ entspricht der Standardabweichung der N Spraybilder die bei der gleichen Dichte aufgenommen wurden. Laut der Fehlerfortpflanzungsregel hat man nach Mittelung und Korrektur:

$$\bar{I}_{c,k}(x, y) \pm i_{c,k}(x, y) = \frac{\bar{I}_{0,c,k}(x, y) - \bar{K}(x, y)}{\bar{E}_L} \cdot \left(1 \pm \frac{\varepsilon_c(x, y)}{\bar{I}_{0,c,k}(x, y) - \bar{K}(x, y)} \right) \quad (4-24)$$

Mit:	$\bar{I}_{c,k}$	Gemittelttes und korrigiertes Kalibrierbild bei Kammerdichte ρ_k
	$i_{c,k}$	Gemittelter und korrigierter Kalibrierbildfehler bei Kammerdichte ρ_k
	$\bar{I}_{0,c,k}$	Gemittelttes Bild bei Kammerdichte ρ_k
	\bar{K}	Dunkelstrom der Kamera
	\mathcal{E}_c	Schuss-zu-Schuss Variation Fehler
	\bar{E}_L	Mittlere Laserpulsenergie [mJ]

Eine lineare Regression zwischen allen Kalibrierbilder $\bar{I}_{c,k}(x, y)$ und den zugehörigen Dichten ρ_k wird dann für alle Pixel im Lichtschnitt durchgeführt. Es wird angenommen, dass ρ_k unabhängig von (x, y) ist und, dass der aufgenommene Druck in der Kammer und seine zugehörige Dichte, welche mit der SRK-Gasgleichung berechnet wird, keinen Fehler enthalten.

Die Steigung $A_c(x, y)$ und der Hintergrund $B_c(x, y)$ der linearen Regression wurden mit Hilfe der Methode der minimalen quadratischen Abweichungen ermittelt. Der Steigungsfehler $a_c(x, y)$ und der Hintergrundfehler $b_c(x, y)$ ergeben sich zu:

$$a_c(x, y) = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^n (\rho_k - \bar{\rho})^2 \cdot i_{c,k}(x, y)^2}{(\sum \rho^2 - N \cdot \bar{\rho}^2)^2}} \quad (4-25)$$

$$b_c(x, y) = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^n (\sum \rho^2 - \rho_k \sum \rho)^2 \cdot i_{c,k}(x, y)^2}{(n \sum \rho^2 - (\sum \rho)^2)^2}}$$

Der statistische Fehler $\mathcal{E}_{stat}(x, y)$ ist gleich $a_c(x, y)$. Der statistische Fehler ist in Abbildung 4-8 illustriert. Obwohl er lokal berechnet wird, ist er für ein besseres Verständnis in dieser Abbildung global dargestellt: der Wert ist auf den gesamten Lichtschnitt gemittelt.

- Die Nichtlinearität zwischen Gasdichte und Intensität der Rayleighstreuung (siehe Abbildung 5-7) zeigt, dass noch ein Restfehler vorhanden ist, welcher als *systematischer* Fehler zu werten ist. Mögliche Ursachen für diesen Fehler sind das Aufwirbeln von kleinen Restrußpartikeln welche unerwünschte Streuung produzieren und inkorrekte Temperaturwerte: die erfasste Temperatur ist eine Punktmessung und nicht zeitaufgelöst. Im Gegensatz zum statistischen Fehler wird der systematische Fehler nicht lokal, sondern global über den gesamten Lichtschnittbereich bewertet. Für jede Dichte, wird das gestreute Licht vom Kalibriergas über dem Laserlichtschnittbereich gemittelt und die Steigung $A'_{c,k} = I_{c,k} / \rho_k$ berechnet. Die Differenz zwischen der größten und der kleinsten ermittelten Steigung ergibt den systematischen Fehler: $\mathcal{E}_{syst} = (A'_{c,max} - A'_{c,min}) / 2$.

In Abbildung 4-8 sind beiden statistische (Fehlerbalken in rot) und systematischen Fehler (größte und kleinste Steigungen in blau) dargestellt.

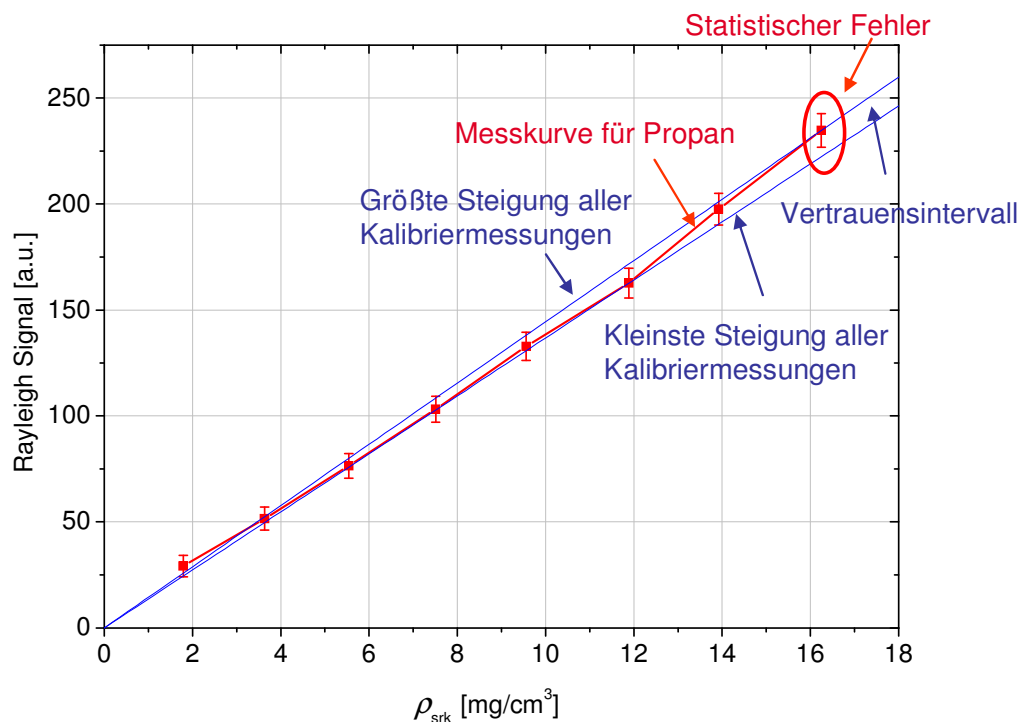


Abbildung 4-8 Statistischer und systematischer Fehler. Messungen mit Propan. Der statistische Fehler wurde für jedes Pixel berechnet, aber für diese Darstellung, auf den gesamten Lichtschnitt gemittelt und als Fehlerbalken repräsentiert.

Der totale Fehler der linearen Regression $\varepsilon_{tot}(x,y)$ kann dann berechnet werden:

$$\varepsilon_{tot}(x,y) = \sqrt{\varepsilon_{stat}(x,y)^2 + \varepsilon_{syst}^2} \quad (4-26)$$

Der totale Fehler sowie die beiden statistischen und systematischen Fehler werden durch mehrere Messungen sowohl für Propan (C_3H_8) als auch für Stickstoff (N_2) und für Schwefelhexafluorid (SF_6) bewertet. In Tabelle 5-4 wird ersichtlich, dass Propan als Kalibriergas besonders geeignet ist, weil es die kleinsten Ungenauigkeit im systematischen Fehler aufweist.

Gas	$\varepsilon_{stat}(x,y)$ [%] Schuss-zu-Schuss Fehler	ε_{syst} [%] Nicht-Linearität des Rayleighsignals	ε_{tot} [%] der linearen Regression
C_3H_8	4	3	5
SF_6	2	14	14
N_2	9	10	14

Tabelle 4-4 Fehlerabschätzung für die Kalibrierung mit verschiedenen Gasen.

Fehler verursacht durch Hintergrundschwankungen im Spraybild

Eine Serie von mindestens fünf Spraybildern und die zugehörige Laserpulsenergie wurden für jede experimentelle Bedingung aufgenommen. Jedes Bild wird zuerst korrigiert (Subtraktion des Dunkelbildes der Kamera und Normierung mit der Laserpulsenergie), und dann

werden alle Bilder gemittelt. Schuss-zu-Schuss Variationen des Sprays sind erwartete Effekte, die sich durch die Physik des Dieselsprays erklären lassen. Diese Variationen zählen deswegen nicht als Genauigkeitsfehler für die Kalibrierung, sondern beinhalten weitere Informationen über den turbulenten Mischungsprozess zwischen dem Spray und der Umgebungsluft. In den Spraybildern ist allerdings Hintergrundsignal vom unerwünschten Streulicht vorhanden. Um dieses Hintergrundsignal zu kompensieren, wurden M Hintergrundaufnahmen des Kammerbrennraums unter den gleichen experimentellen Bedingungen mit aktivem Laser aber ohne Einspritzung aufgenommen ($M \sim 20$). Diese Bilder werden korrigiert und dann gemittelt. Im zweiten Schritt werden diese Bilder vom mittleren Spraybild subtrahiert. In diesem Fall werden die Schuss-zu-Schuss Variationen der Hintergrundaufnahmen als Fehler $\varepsilon_h(x, y)$ betrachtet:

$$\varepsilon_h(x, y) = \frac{v_h(x, y)}{\sqrt{M-1}} \quad (4-27)$$

$v_h(x, y)$ gilt als Standardabweichung der Hintergrundbilder. Der Fehler auf den Spraybildern aufgrund der Hintergrundschwankungen ist dann $\varepsilon_h(x, y)$. Dieser Fehler beträgt ungefähr $\varepsilon_h(x, y) \sim 3\%$.

Abschätzung des Gesamtefehlers des Kalibrierprozesses

Die linearen Regressionsfehler und der Spraybildfehler werden beiden zusammen betrachtet, um den totalen Fehler des Kalibrierprozesses $\varepsilon_{\rho_f}(x, y)$ zu bestimmen:

$$\varepsilon_{\rho_f}(x, y) = \bar{I}_{R,\perp,m,n}(x, y) \cdot \frac{\sigma_c}{\sigma_f} \cdot \frac{M_f}{M_c} \cdot \frac{1}{A_c(x, y)} \cdot \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_{tot}(x, y)}{A_c(x, y)}\right)^2 + \left(\frac{\varepsilon_h(x, y)}{\bar{I}_{R,\perp,m,n}(x, y)}\right)^2} \quad (4-28)$$

In dieser Gleichung wurde schon in $\bar{I}_{R,\perp,f,n}$ das Hintergrundsignal abgezogen.

Basierend auf den in Abbildung 4-6 gezeigten Messungen, ist in Abbildung 4-9 eine Fehler-schätzung dargestellt. Der Fehler wurde mit der beschriebenen Methode berechnet. Die Kraftstoffdichte und der Kalibrierfehler sind streng korreliert: Die Genauigkeit ist umgekehrt proportional zur Kraftstoffkonzentration: Entlang der Sprayachse, wo die Kraftstoffdichte am größten ist, ist der Kalibrierfehler am kleinsten, das Gegenteil gilt am Sprayrand. Der mittlere Kalibrierfehler im Spray beträgt ungefähr 8% und ist kleiner als die ermittelte Standardabweichung der Kraftstoffkonzentration im Spray (ca. 12%), welche die Konzentrations-Fluktuation im Spray für jede Einspritzung in Bezug auf Schuss-zu-Schuss Streuung charakterisiert.

An den Sprayrändern ist der Kalibrierfehler sehr groß. Dies lässt sich mit Gleichung (5-28) erklären. An den Sprayrändern im Lichtschnittbereich ist die Intensität des gestreuten Lichts sehr gering: $\bar{I}_{R,\perp,m,n}(x, y) \rightarrow 0$, $\varepsilon_{\rho_f}(x, y)$ wird in diesem Fall unbestimmt und liegt teilweise bei 0, teilweise bei unendlich. Um diese Artefakte, die außerhalb des Spraygebiets auftreten, in der Darstellung zu unterdrücken, wurde eine Farbskala gewählt, bei der die Werte gegen Null oder Unendlich die gleiche Farbe aufweisen (Rosa). Dies entspricht der Wahl von

Schwellwerten bei 0 und 20%. Werte außerhalb dieses Bereichs werden verworfen, für den Spraybereich „typische“ Ergebnisse dagegen nicht beeinflusst. Die gleiche Skala (diesmal mit Schwellwerten bei 0 und 50%) wurde ebenso für die Darstellung der Standardabweichung der Kraftstoffkonzentration verwendet.

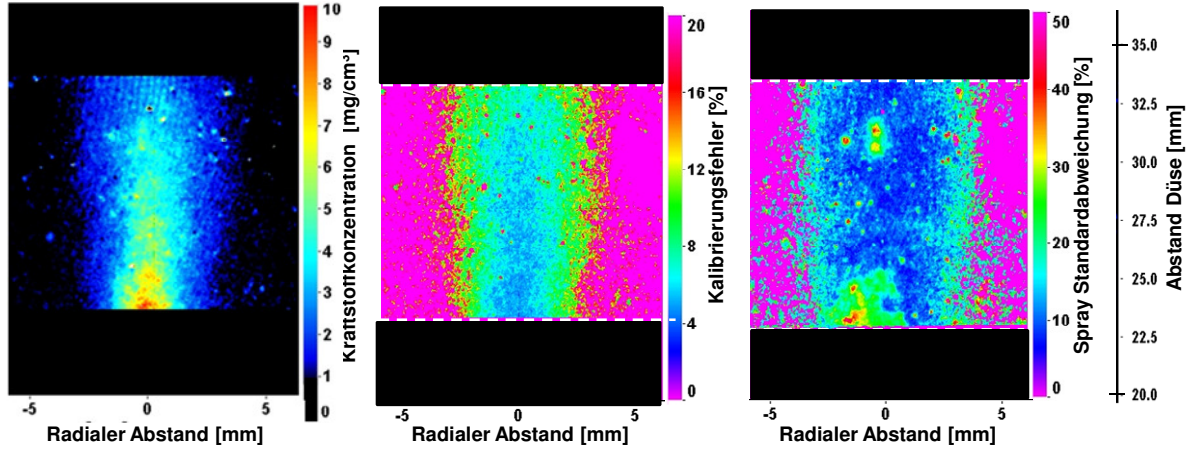


Abbildung 4-9 Auswertung von 20 Aufnahmen. Messungen bei $p_g = 3$ MPa, $T_g = 1000$ K ($\rho_g = 9,6$ mg/cm³) 1,3 ms nach Bestromungsbeginn, $p_{inj} = 90$ MPa, totale eingespritzte Kraftstoffmenge mit der 3-Lochdüse $q_{inj} = 18$ mm³. Kalibrierung erfolgt mit Propan. *Links:* Kraftstoffkonzentration Messungen; *Mitte:* Kalibrierungsfehler. *Rechts:* Standardabweichung in Bezug auf Schuss-zu-Schuss Streuung der Kraftstoffkonzentration im Spray.

Fehler durch die Vernachlässigung der Rayleighstreuung an der umgebenden Luft

Laut Gleichung 5-8 wird die Kraftstoffdampfkonzentration wie folgt berechnet:

$$\rho_f = \underbrace{I_{R,\perp,m,n}(x,y) \cdot \frac{I_{L,c}}{I_{L,f}} \cdot \frac{\sigma_c}{\sigma_f} \cdot \frac{M_f}{M_c} \cdot \frac{1}{A_c(x,y)}}_{\text{Teil 1}} - \underbrace{\frac{p}{R \cdot T} \cdot M_f \cdot \frac{\sigma_g}{\sigma_f - \sigma_g}}_{\text{Teil 2}}$$

Teil 1 der Gleichung wird für den Kalibrierprozess angewendet. Dessen Fehler wurde bereits diskutiert. Ein weiterer möglicher Fehler in der Kalibrierung entsteht durch die Vernachlässigung der Rayleighstreuung an der umgebenden Luft (Teil 2 der Gleichung). Dies wird im folgenden Abschnitt abgeschätzt.

Um den Teil 2 der Gleichung zu bestimmen, muss die lokale Temperatur bekannt sein. Diese ist allerdings sehr schwer messbar. Diese kann mit CARS [Backmann, 2002], mit N₂-Raman, mit NO-LIF [Kronmayer, 2005] bestimmt werden. Diese Messtechniken sind allerdings aufwendig. Die lokale Temperatur wird deswegen abgeschätzt. Der Siedepunkt von *n*-Dekan liegt bei einer Temperatur von 447 K für einen Druck von 0,1 MPa und steigt mit dem Druck (z.B. liegt er für 615 K bei 2 MPa Druck) [VDI-Wärmeatlas, 1994]. Bei Standardkammerversuchen, welche den dieselmotortypischen Bedingungen entsprechen, arbeitet man mit einem Mindestkammerdruck von 2 MPa und einer maximalen Kammertemperatur nach der Wasserstoffvorverbrennung von ca. 1300 K. Eine Fehlerabschätzung wird beispielweise für das Spray der Abbildung 5-8 durchgeführt. Die lokale Temperatur des verdampften Kraftstoffs kann zur ersten Schätzung angenähert werden. Diese befindet sich zwischen $T = 615$ K (*n*-Dekan Siedepunkt bei 2 MPa) und 1000 K (eingestellte Kammertemperatur). Die Versuche wurden bei einem Kammerdruck von $p = 3$ MPa durchgeführt. Die Molarmasse des *n*-

Dekans ist $M = 142,29$ g/mol. So kann der zweite Teil der Gleichung (5-8) für die höchste und für die kleinste Temperatur bestimmt werden.

$$\left. \frac{p}{R \cdot T} \cdot M_f \cdot \frac{\sigma_g}{\sigma_f - \sigma_g} \right|_{T=615 K, p=3 MPa} = 0,7 \text{ mg/cm}^3$$

D.h. in den Bereichen in denen das Spray zu verdampfen begonnen hat (*n*-Dekan Temperatur in der Nähe des Siedepunktes) und wo vermutlich die Kraftstoffdampfkonzentration am höchsten ist, (wie z.B. im unteren Lichtschnitt-Bereich in der Abbildung 5-8; $\rho_f \sim 8$ mg/cm³) wird die Kraftstoffdichte im schlimmsten Fall um 8% überschätzt.

Am Sprayrand an dem die Temperatur sehr nah an der Kammertemperatur liegt, hat man:

$$\left. \frac{p}{R \cdot T} \cdot M_f \cdot \frac{\sigma_g}{\sigma_f - \sigma_g} \right|_{T=1000 K, p=3 MPa} = 0,4 \text{ mg/cm}^3$$

In diesem Fall wird die Kraftstoffdichte um ca. 10% überschätzt.

4.1.4 Verringerung des Rayleighsignals bei erhöhten Temperaturen

Mit der beschriebenen Kalibriermethode wurde die lokale Kraftstoffkonzentration für verschiedene experimentelle Bedingungen bestimmt. Allerdings wird, wie in Abbildung 4-10 gezeigt, bei konstanter Gasdichte in der Kammer aber höherem Druck und höherer Temperatur die gemessene Intensität geringer.

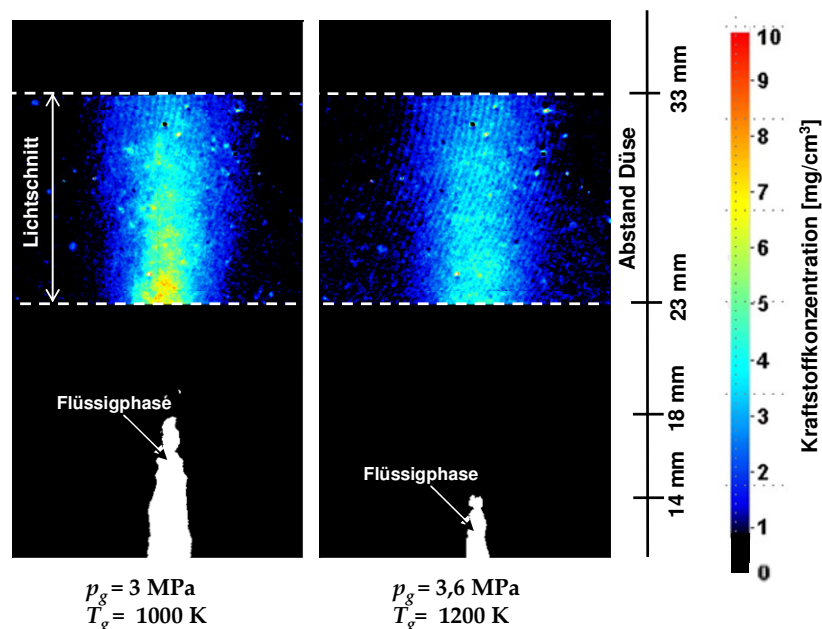


Abbildung 4-10 Einfluss der Kammertemperatur bei konstanter Kammerdichte ($\rho_g = 9.6$ mg/cm³) auf die ermittelte Kraftstoffdichte. $t_{SoE} = 1,3$ ms (Zeit nach Bestromungsbeginn), $p_{inj} = 90$ MPa, totale eingespritzte Kraftstoffmenge mit der 3-Lochdüse $iq_{inj} = 18$ mm³, Kraftstoff: *n*-Dekan. Jedes Bild ist ein Mittelwert von fünf unabhängigen Messungen. Die Flüssigphase (in weiß) wurde durch unerwünschtes Streulicht beleuchtet. Die Intensitätswerte im Flüssigkeitsbereich wurden nicht berücksichtigt, dieser Bereich wurde binarisiert (Der Schwellwert wurde in Abhängigkeit der maximalen Helligkeit innerhalb der Bilder ausgewählt).

Um diesen Effekt zu untersuchen wird das Wissen zum Dampfphaseneindringverhalten, das durch Mie/Schlierenversuche gewonnen wurde, sowie eine Modellierung des Sprays als Kegel eingesetzt.

Mie-/Schlierenversuche bei konstanter Dichte zeigen eine Verkürzung der maximalen Eindringtiefe der flüssigen Phase mit steigender Kammer Temperatur [Espey, 1995; Pauer, 2001]. Diese ist auf den Mie-/Rayleighbildern zu beobachten (in weiß auf Abbildung 4-10). Grund für diese kürzere Eindringtiefe ist die höhere Temperatur in der vom Spray angesaugten Luft: der Kraftstoff wird schneller aufgeheizt und die Verdampfungsrate steigt an [Hiroyasu, 1990]

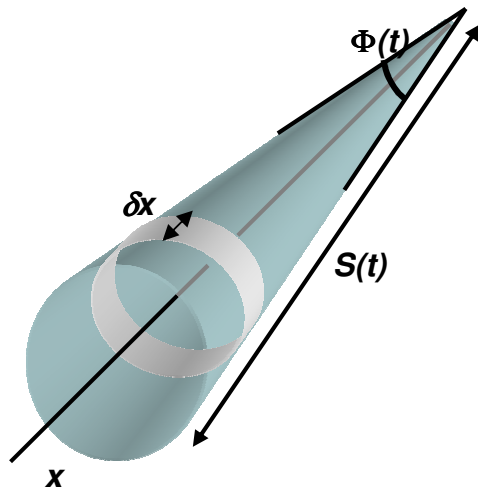


Abbildung 4-11

Einfache Modellvorstellung des Sprays

Schlierenaufnahmen des gesamten Sprays zeigen, dass der Kegelwinkel $\Phi(t)$ und die Eindringtiefe $S(t)$ der Dampfphase sich mit steigender Temperatur bei konstanter Kammerdichte kaum ändern [Pauer, 2001].

Das Spray kann durch einen einfachen Kegel angenähert werden (siehe Abbildung 5-11), und in erster Näherung kann die lokale Kraftstoffdichte $\rho(x,t)$ als Funktion der Entfernung zur Düse x und der Zeit t betrachtet werden, der Abstand zur Sprayachse wurde vernachlässigt. Die Spraygeschwindigkeit wird als konstant angenommen. Da der Massenstrom eines stationären Sprays konstant ist, folgt daraus für $x < S(t)$:

$$\rho(x,t) = \frac{\text{konst}}{x^2} \quad (4-29)$$

Außerdem ist die eingespritzte Kraftstoffmenge $M(t)$ näherungsweise unabhängig von der Kammeratmosphäre. In einem kleinen Querschnitt δx im konischen Spray ergibt sich für die Kraftstoffmenge:

$$\delta M(x,t) = \rho(x,t) \cdot \left(x \cdot \tan \frac{\Phi(t)}{2} \right)^2 \cdot \pi \cdot \delta x \quad (4-30)$$

Wenn die eingespritzte Kraftstoffmenge über das gesamte Spray integriert wird, ergibt sich:

$$M(t) = \int_0^{S(t)} \rho(x,t) \cdot \left(x \cdot \tan \frac{\Phi(t)}{2} \right)^2 \cdot \pi \cdot dx \quad (4-31)$$

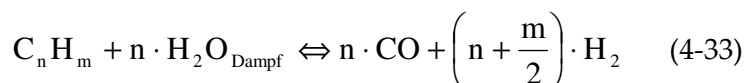
$$M(t) = S(t) \cdot \text{konst} \cdot \tan^2 \frac{\Phi(t)}{2} \cdot \pi \quad (4-32)$$

Trotz unterschiedlichen thermodynamischen Bedingungen in der Kammer während der laufenden Einspritzung sind für einen Zeitpunkt t die Größen $S(t)$, $\Phi(t)$ und $M(t)$ konstant und sind unabhängig von der Kammer Temperatur. Laut den Gleichungen (5-31) und (5-32) folgt, dass deswegen auch $\rho(x,t)$ konstant bleibt. Dies führt zu der Erwartung, dass die Kraftstoff-

dicke bei einem Zeitpunkt t und bei konstanter Kammerdicke nicht von der Temperatur beeinflusst wird.

Die Verringerung von ca. 20% des Rayleighsignals bei einer Temperaturerhöhung von 1000 K auf 1200 K von Abbildung 4-10 erklärt sich deswegen nicht durch die Aerodynamik des Sprays sondern durch einen anderen Effekt. Als wahrscheinliche Kandidaten gelten die Dampfreformierung und die Kraftstoffpyrolyse (das Zerfallen vom Kraftstoff in kleinere Moleküle). Beide Effekte, die unter den Randbedingungen der Hochdruck/Hochtemperatur-Brennkammer nicht auszuschließen sind, werden im folgenden Abschnitt näher beschrieben und bezüglich ihrer Plausibilität untersucht. Die beobachtete Abnahme des Rayleigh-Signals mit steigender Temperatur wäre in beiden Fällen auf einen Zerfall der Kraftstoffmoleküle zurückzuführen, der genaue Mechanismus wäre jedoch nicht der gleiche.

In der Industrie ist die Dampfreformierung ein Prozess zur Erstellung von wasserstoffreichen Synthesegasen aus Kohlenwasserstoffen. Im ersten Schritt erfolgt eine endotherme katalytische Umsetzung von Kohlenwasserstoffen, wie z.B. Methan, mit Wasserdampf (siehe Gleichung 5-33). Dieser Vorgang erfolgt in großtechnischen Anlagen bei Temperaturen von 1100-1200 K und einem Druck von ca. 2,5 MPa.

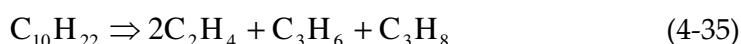


Der zweite Prozessschritt, die exotherme katalytische Umsetzung des entstandenen Kohlenmonoxids mit Wasserdampf, wird auch Shiftreaktion genannt:



In der Hochdruck-/Hochtemperaturkammer werden nach der Vorverbrennung Drücke bis 6 MPa und Temperaturen bis 1300 K erreicht. Außerdem entsteht nach der Vorverbrennung ca. 15% Wasserdampf, d.h. die oben genannten Bedingungen zur Dampfreformierung werden teilweise in der Kammer erreicht. Eine Umsetzung von n -Dekan und Wasserdampf in Kohlendioxid und in Wasserstoff wäre daher möglich.

Ein weiterer möglicher Effekt ist die Kraftstoffpyrolyse. Wenn sie auf Temperaturen über 700-850 K erhitzt werden, zerfallen Kohlenwasserstoffe [Deutsche BP AG, 1978] infolge des sogenannten thermischen Crackens. Die größere Kraftstoffmoleküle spalten sich, sie werden zu kurzkettigen Kohlenwasserstoff-Molekülen. Am leichtesten lassen sich Alkane (C_nH_{n+2}) cracken, im Gegensatz dazu sind Aromaten sehr widerstandsfähig. Thermisches Cracken führt zu einem Gemisch mit einem hohen Anteil von Alkenen (C_nH_{2n}). Eine mögliche Reaktion mit n -Dekan wäre zum Beispiel:



Da die Rayleighstreuquerschnitte von Alkanen, Alkenen und Alkinen nicht linear proportional zur Anzahl der Kohlenstoffatome des Moleküls sind (siehe Abbildung 4-12), ist das Cracken eine Einschränkung für quantitative Messungen der lokalen Kraftstoffkonzentration mittels Rayleighmesstechnik. Der Molenbruch und der Rayleighstreuquerschnitt jeder bei

der Kraftstoffpyrolyse entstehenden Spezies müssten deswegen bekannt sein, um eine streng richtige Bestimmung der Kraftstoffkonzentration [mg/cm^3] durchführen zu können.

Eine Abschätzung der *n*-Dekan-Pyrolyse und Dampfreformierung für ein homogenes Gemisch erfolgte durch Simulationen mit der Chemkin-Software (*Reaction Design*) bei konstanter Kammerdichte für verschiedene Temperaturen⁹. Die Einstellung der Gaszusammensetzung in der Simulation folgt der Gaszusammensetzung in der Brennkammer unter den experimentellen Bedingungen dieser Arbeit (siehe Tabelle 4-1): 83% N_2 , 15% H_2O und 2% O_2 . Dabei wurde festgestellt, dass für jede simulierte Temperatur (1000 K, 1100 K und 1200 K) die Spezies CO , CO_2 und H_2 , welche unter anderem durch die Dampfreformierung generiert werden können (siehe Reaktionsgleichungen 5-33 und 5-34), in wesentlich geringerer Konzentration vorkommen als die Gesamtzahl aller neu gebildeten C_nH_m -Moleküle (also alle Kohlenwasserstoffe mit Ausnahme des Ausgangsmoleküls *n*-Dekan). Außerdem würde bei Dampfreformierung eine große Anzahl von Wassermolekülen verbraucht werden. Die Simulationen zeigen allerdings, dass der Molenbruch von Wasser mit der Zeit stark zunimmt. Dieser Anstieg ist viel stärker als der Anstieg der Molenbrüche von Molekülen, die während einer Dampfreformierung gebildet würden. Außerdem erfolgt die Reaktion (5-33) am besten durch heterogene Katalyse, die Gasphasenreaktion wird deswegen stark begrenzt. Daher erscheint plausibel, dass die Kraftstoffpyrolyse eine vorwiegende Rolle im Vergleich zur Dampfreformierung spielt.

Für jede simulierte Temperatur (1000 K, 1100 K und 1200 K) wurde die Anzahl der Kohlenstoffatome in den Kohlenwasserstoffmolekülen aller nach der Pyrolyse vorliegenden Spezies durch die zugehörige Molfraktion gewichtet. So wurde n_{eff} die mittlere Anzahl der C-Atome pro HC-Molekül in Abhängigkeit der Zeit ($t = 0$ ms bis 2 ms entspricht der Beobachtungszeit des Sprays nach Bestromungsbeginn) bestimmt und mit Linien in Abbildung 4-13 dargestellt. Alle Kohlenwasserstoffmoleküle wurden als Alkane interpretiert und die Anzahl der C-Atome pro Molekül wurde mit Hilfe der Werte von Abbildung 4-12 mit dem Rayleighstreuquerschnitt der zugehörigen Alkane verknüpft. So wurde der effektive Rayleighstreuquerschnitt σ_{eff} in Abhängigkeit der Zeit für die verschiedenen Temperaturen bestimmt und in gestrichelten Linien in Abbildung 4-13 dargestellt.

Bei *n*-Dekan($\text{C}_{10}\text{H}_{22}$) liegt die Anzahl n der C-Atome pro Kohlenwasserstoffmolekül bei 10. Durch das Cracken des *n*-Dekans erhält man:

$$\begin{aligned} \text{C}_{10}\text{H}_{22} &\Rightarrow \text{M}_1 + \text{M}_2 + \dots + \text{M}_N \\ n_{\text{C}_{10}\text{H}_{22}} = 10 &\Rightarrow n_{\text{eff}}(t) = \frac{\sum_i n_i \cdot \chi_i(t)}{\sum_i \chi_i(t)} \\ \sigma_{\text{C}_{10}\text{H}_{22}} &\Rightarrow \sigma_{\text{eff}}(t) = \frac{\sum_i \chi_i(t) \cdot \sigma_i(n_i)}{\sum_i \chi_i(t=0)} \end{aligned} \quad (4-36)$$

⁹ Die Rechnungen wurden von M. Fikri, IVG, Universität Duisburg-Essen durchgeführt.

Wobei x_i den Molenbruch der Spezies i bezeichnet und M_i ein Kohlenwasserstoffmolekül mit einer kleineren Anzahl n_i an Kohlenstoffmolekülen als n -Dekan ist, mit $\sum_{i=1}^N n_i = 10$.

Durch Abbildung 4-12 wird klar, dass der effektive Rayleighstreuquerschnitt der Zerfallprodukte σ_{eff} kleiner als der Rayleighstreuquerschnitt von n -Dekan ist.

Der Einfluss der Temperatur auf die Pyrolyse ist sehr hoch. Bei einer Kammertemperatur von 1000 K, spielt das thermische Cracken im betrachteten Zeitfenster eine untergeordnete Rolle. Für höheren Kammertemperaturen zerbrechen die n -Dekan Moleküle viel schneller, so dass die mittlere Anzahl der C-Atome pro Kohlenwasserstoffmolekül und deswegen auch der effektive Rayleighstreuquerschnitt im betrachteten Zeitfenster stark abfallen.

Die Erstellung einer Korrekturkurve, um mit Hilfe von Chemkin-Simulationen den Pyrolyseeffekt zu kompensieren und so eine Quantifizierung der Kraftstoffkonzentration bei höheren Temperaturen zu ermöglichen, würde allerdings wenig sinnvoll sein, weil in den Simulationen die Bedingungen so vereinfacht wurden, dass diese nur eine grobe Abschätzung des Einflusses des Crackens im hier betrachteten technischen System sein können. Die Zeitentwicklung und die Physik der Einspritzung wurden nicht betrachtet: Es wurde angenommen, dass sich bei $t = 0$ ms völlig verdampftes n -Dekan in der Kammer befindet. Die Verteilung des n -Dekans wurde als homogen in der Kammer betrachtet und seine Temperatur gleich der Kammeratmosphäre angenommen. Ebenfalls wurde das Aufwärmen des Kraftstoffs nicht berücksichtigt. In der Realität hat man, aufgrund der Einspritzung, eine Zeitverzögerung, die nicht in den Simulationen berücksichtigt wird. Die Simulationen überschätzen daher die Geschwindigkeit, mit der die Crackprozesse stattfinden. Für diese Arbeit wurde angenommen, dass die Kraftstoffpyrolyse bei Kammertemperaturen gleich oder unter 1000 K vernachlässigbar ist.

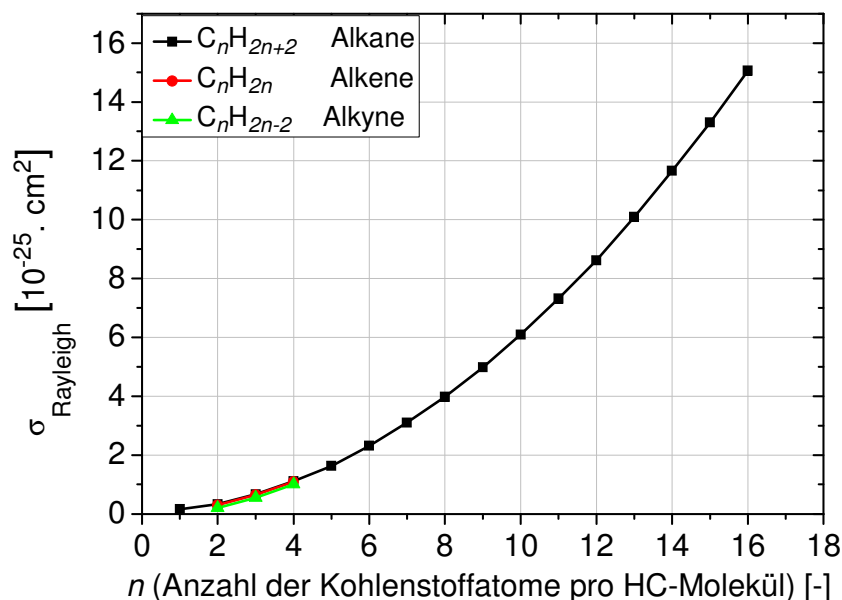


Abbildung 4-12 Rayleighstreuquerschnitt von ausgewählten Alkan-, Alken- und Alkin-Molekülen [Partington, 1981].

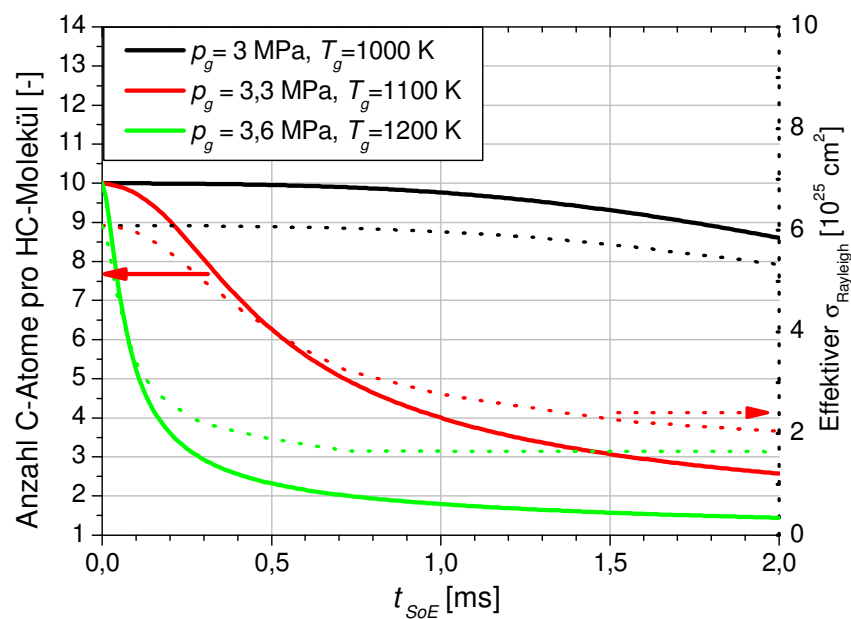


Abbildung 4-13 Chemkin-Simulation des Effekts der *n*-Dekan-Pyrolyse bei konstanter Kammerdichte ($\rho_g = 9,6 \text{ mg/cm}^3$) bei verschiedenen Temperaturen. Abschätzung der mittleren Anzahl von C-Atomen pro Produkt-Molekül (volle Linien) und des zugehörigen effektiven Rayleighstreuquerschnitts des Gemischs (gestrichelte Linien) als Funktion der Zeit. Zur Berechnung des effektiven Rayleighstreuquerschnitts wurden alle Kohlenwasserstoffmoleküle als Alkane betrachtet.

4.2 Visualisierung der Verteilung des flüssigen und des verdampften Kraftstoffs

Die Verteilung des flüssigen und des verdampften Kraftstoffs kann anhand des Mie-/Schlierenverfahrens beurteilt werden. Damit erhält man Informationen über das gesamte Spray und innerhalb der zeitaufgelösten Sequenz einer Einspritzung ist es möglich, die Eindringtiefe des flüssigen bzw. des verdampften Kraftstoffs zu bestimmen. Für eine genauere Beobachtung des Übergangs zwischen flüssigen und verdampften Sprays können die Polarisationsseigenschaften des Mie-/Rayleighverfahrens benutzt werden.

4.2.1 Visualisierung der Verteilung des flüssigen und des verdampften Kraftstoffs mit Mie-/Schlierenverfahren

Das kombinierte Mie-/Schlierenverfahren wurde eingesetzt, um qualitative Informationen über die Eindringtiefe der Flüssig- und der Dampfphase des Sprays zu gewinnen. Ähnliche Versuche mit Variation von verschiedenen Parametern wie z. B. der Umgebungstemperatur, des Einspritzdrucks, der Düsengeometrie wurden von Pauer durchgeführt [Pauer, 2001]. In Abbildung 4-14 ist ein Ausschnitt aus einer Hochgeschwindigkeitsfilmsequenz dargestellt. Es handelt sich um eine zeitaufgelöste Sequenz einer einzelnen Einspritzung nach Bestromungsbeginn (SoE). Das Mie-Signal (graue Bereiche) zeigt dabei die noch flüssigen Sprayanteile. Zu späteren Zeitpunkten, ab $t_{SoE} = 600 \text{ } \mu\text{s}$, ist zusätzlich das Schlieren-Signal (dunklere Bereiche) der verdampften Bereiche an der Strahlspitze zu erkennen.

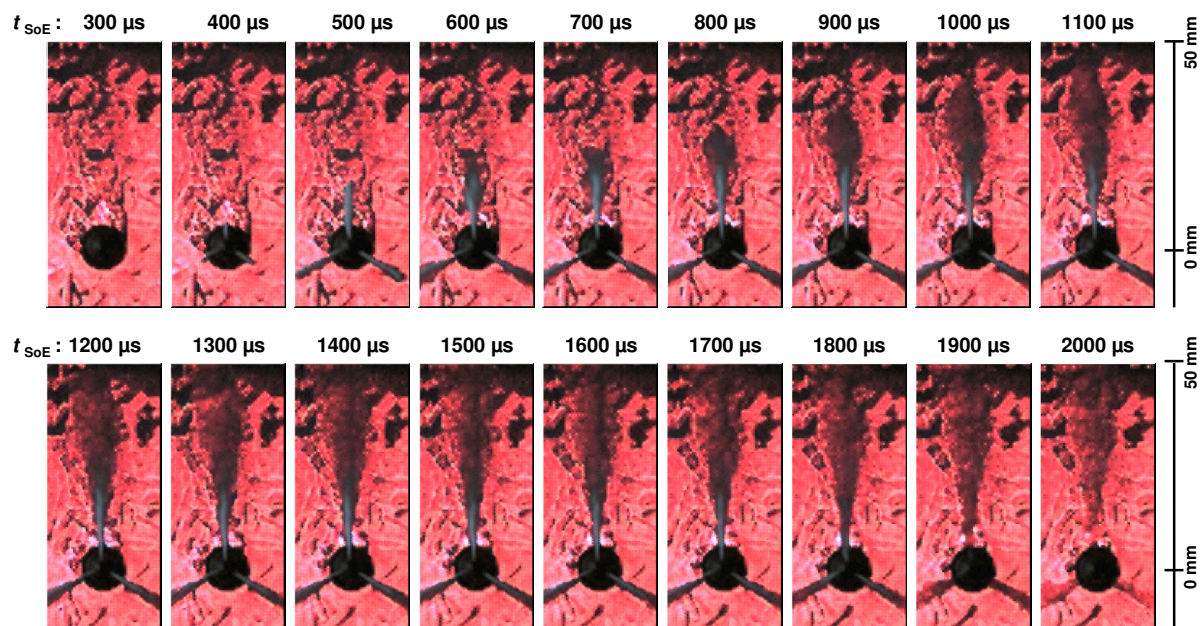


Abbildung 4-14 Mie-/Schlierenaufnahmen an der Hochdruck-/Hochtemperaturkammer bei $p_g = 3 \text{ MPa}$, $T_g = 1000 \text{ K}$ ($\rho_g = 9.6 \text{ mg/cm}^3$, inerte Atmosphäre), $p_{inj} = 50 \text{ MPa}$, totale eingespritzte Kraftstoffmenge mit der 3-Loch Düse ist $q_{inj} = 18 \text{ mm}^3$ *n*-Dekan. Ausschnitt einer Hochgeschwindigkeitsfilmsequenz.

Anfänglich dringt die Strahlspitze annähernd linear mit der Zeit ein. Die Flüssigphase stabilisiert sich dann bei einem konstanten Punkt maximaler Eindringtiefe. Die Fluktuation um diesen Wert wurde von Siebers [Siebers, 1998] in der Größenordnung von 10% angegeben. Nach Erreichen der maximalen Eindringtiefe der Flüssigphase, dringt nur noch die Dampfphase weiter in den Brennraum ein. Die Ausbreitung der verdampften Phase erfolgt aufgrund des Impulsaustausches zwischen Kraftstoffdampf und umgebender Atmosphäre [Schmalzing, 1999]. Danach nimmt die Dampfgeschwindigkeit an der Spitze des Sprays aufgrund des Widerstandes der umgebenden Luft ab. Der Verlauf der Eindringtiefen der Flüssig- und Dampfphase des Sprays wurde von mehreren Mie-/Schlieren-Hochgeschwindigkeitsfilmsequenzen unter den gleichen experimentellen Bedingungen ausgewertet und in den Graphen der Abbildung 4-15 dargestellt. Die mittleren Eindringtiefen der Flüssig- bzw. Dampfphase (schwarze bzw. rote Linien) und die zugehörigen Standardabweichungen für jeden Zeitpunkt nach Bestromungsbeginn der Düse sind dort zu erkennen. Diese Ergebnisse sind in Übereinstimmung mit bereits durchgeführten Arbeiten [Pauer, 2001; Naber, 1996].

Für eine genauere Bestimmung der Flüssigphaseneindringtiefe wurden zusätzliche einzelne Mie-Bilder für verschiedene Zeitpunkte nach Bestromungsbeginn (t_{SoE}) mit einer ICCD Kamera aufgenommen und in Abbildung 4-16 dargestellt. Die Bilder beziehen sich auf unabhängige Wiederholungen der gleichen experimentellen Bedingungen, nur der Aufnahmezeitpunkt wurde geändert. Im Vergleich zu den kombinierten Mie-/Schlieren Aufnahmen fokussieren sich diese Bilder ausschließlich auf die Flüssigphase, was zu einer genaueren Bestimmung der Eindringtiefe führt. Diese Aufnahmen bestätigen die konstante Ausbreitung der Sprayflüssigphase bis ca. $t_{SoE} = 700 \text{ µs}$. Im Bereich $t_{SoE} = 700 \text{ µs}$ bis $t_{SoE} = 1700 \text{ µs}$ zeigen sich charakteristische Schwankungen der Strahlen um diese maximale Eindringtiefe, die sich hauptsächlich aufgrund der Schuss-zu-Schuss Variation der Kammeratmosphäre aber auch durch Turbulenzen ergeben. Die Eindringtiefe des Sprays aus der Bildreihe in Ab-

bildung 5-15 ist in Abbildung 4-15 als Flüssigphase (Miestreuung) wiedergegeben (grüne Punkte).

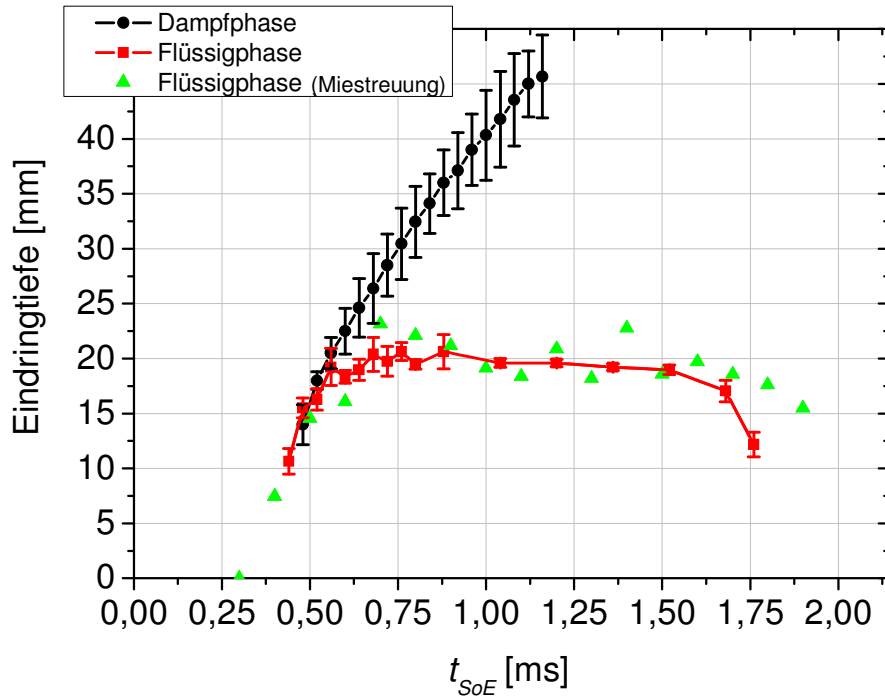


Abbildung 4-15 Eindringtiefe der flüssigen und dampfförmigen Strahlspitze bei den experimentellen Bedingungen von Abbildung 4-14 und von Abbildung 4-16. $p_s = 3 \text{ MPa}$, $T_s = 1000 \text{ K}$ ($\rho_s = 9.6 \text{ mg/cm}^3$, inerte Atmosphäre), $p_{inj} = 50 \text{ MPa}$, totale eingespritzte Kraftstoffmenge mit der 3-Lochdüse ist $q_{inj} = 18 \text{ mm}^3$ *n*-Dekan. Die Fehlerbalken bezeichnen die Standardabweichung der Eindringtiefe der Flüssig- bzw. der Dampfphase von 9 unabhängigen Sprays von Mie-/Schlierenbildern unter der gleichen experimentellen Bedingungen.

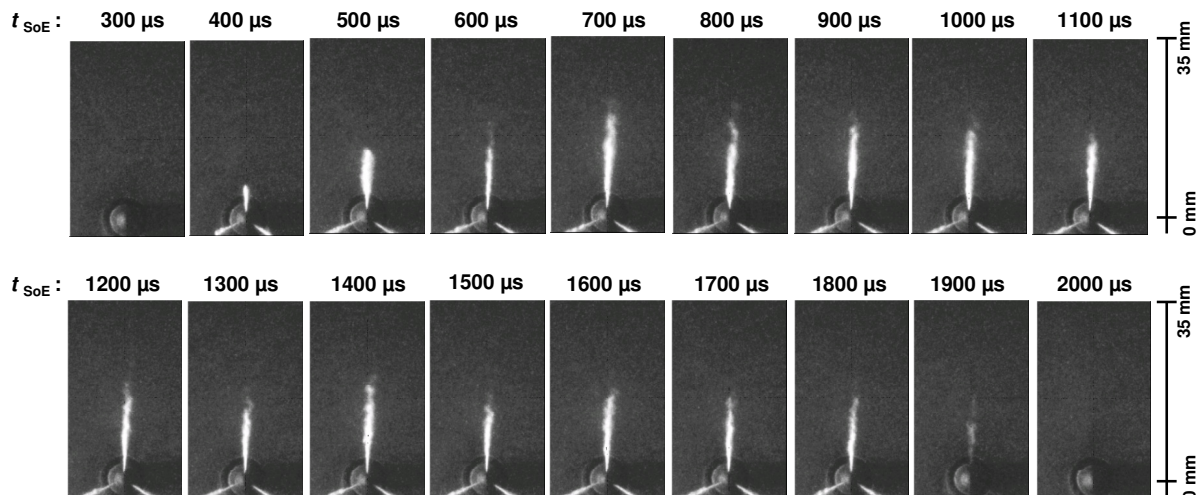


Abbildung 4-16 Mie-Aufnahmen der Flüssigphase. Gleiche experimentelle Bedingungen wie in Abbildung 4-14. Einzelne Bilder, Aufnahmen von unabhängigen Einspritzungen unter den gleichen experimentellen Bedingungen.

Die Bestimmung der Eindringtiefe der Flüssigphase, anhand der Abbildung 4-14 und Abbildung 4-16 ist ziemlich ungenau. Sogar auf den Mieaufnahmen bleibt der Übergang

zwischen der verdampften Phase und dem flüssigen Kraftstoff unscharf. An der flüssigen Strahlspitze, zerfällt das flüssige Spray in kleinere Tropfenwolken bevor es komplett verdampft. Es ist deswegen schwer, eindeutige Kriterien zur Bestimmung der Eindringtiefe der flüssigen Phase anhand des Mie-Bilder oder der Mie-/Schlierenbilder, auszuwählen. Abbildung 4-17 zeigt eine einzelne Mieaufnahme. In diesem Beispiel, kann aufgrund unterschiedlicher Tropfengrößen kein „scharfes Ende“ des flüssigen Spraybereichs bestimmt werden. Die mögliche Eindringtiefe der Flüssigphase findet sich in einem Gebiet zwischen den Punkten (1) und den „fernsten sichtbare Tropfen“ (2). Zwischen (1) und (2) findet sich eine Mischung aus Dampf und Kraftstofftropfen.

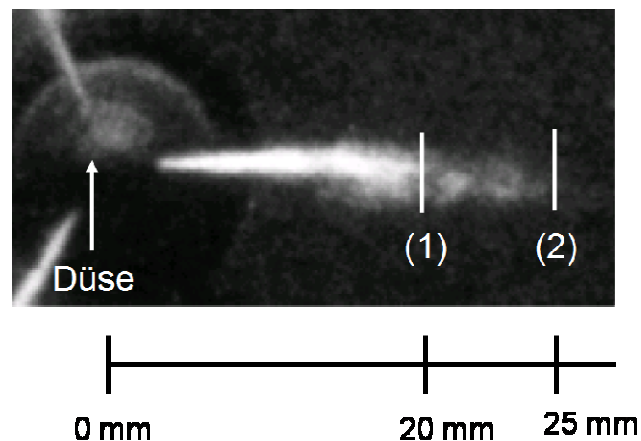


Abbildung 4-17 Mieaufnahmen der Flüssigphase. Gleiche experimentelle Bedingungen wie in Abbildung 4-14. Einzelbild aufgenommen bei $t_{SoE} = 1,4$ ms. Die Unschärfe für die Eindringtiefe der Flüssigphase beträgt ca. 5 mm.

Trotz subjektiver Bestimmung der Eindringtiefe der flüssigen Phase kann man mit diesen Aufnahmen eine gute Abschätzung der flüssigen Sprayeindringtiefe erhalten. Eine Studie des Sprayverhaltens unter ähnlichen Bedingungen wurde bereits bei Verhoeven et al. durchgeführt [Verhoeven, 1998]. Um eine genaue und objektive Trennung zwischen den Bereichen mit komplett verdampftem Spray, mit niedrigerer Tropfenkonzentration und mit dichter Tropfenkonzentration zu erhalten, kann man allerdings die Mie-/Rayleighmesstechnik einsetzen und ihre Polarisationsseigenschaften benutzen, wie in Abschnitt 5.2.2 beschrieben.

4.2.2 Visualisierung der Verteilung des flüssigen und des verdampften Kraftstoffs mit kombinierter Mie-/Rayleighmesstechnik

Die Mie-/Schlierenaufnahmen (siehe Abbildung 4-14 und Abbildung 4-16) in der Hochdruck-/Hochtemperaturkammer zeigen die maximale Eindringtiefe der flüssigen Strahlspitze. Bei den Rayleighversuchen wird der Laserlichtschnitt über der vermuteten Strahlspitze der dichten Flüssigphase, wo die Tröpfchenkonzentration schnell mit zunehmendem Düsenabstand abnimmt, positioniert. In diesem Bereich können sowohl Dampf als auch geringere Mengen von flüssigem Kraftstoff anwesend sein. Allerdings ist es schwer, zwischen dem gestreuten Licht der Dampfphase (Molekülgröße $\ll \lambda$, Rayleighstreuung) und der Miestreuung der größeren Kraftstofftröpfchen (Größe $\gg \lambda$) zu unterscheiden. Die Polarisationsseigenschaften der Mie- und der Rayleighstreuung können dennoch eine Trennung zwischen den verschiedenen Bereichen ermöglichen.

Das Kapitel 2.4.2 erklärt, dass die Intensität der Rayleighstreuung in hohen Maße vom differentiellen Rayleighstreuquerschnitt $\frac{\partial \sigma_i}{\partial \Omega}$ abhängt und von der Laserpolarisation beeinflusst wird:

$$\frac{\partial \sigma_i}{\partial \Omega} = \frac{3}{8\pi} \sigma_i \cdot (\cos^2 \varphi \cos^2 \theta + \sin^2 \varphi) \quad (4-37)$$

In dem in Abschnitt 3.2.2-beschriebenen Rayleighaufbau wurde die Kamera senkrecht zum einfallenden Licht aufgebaut ($\theta = 90^\circ$). Der Polarisationswinkel φ des einfallenden Lichts relativ zur Streuebene muss deswegen senkrecht sein ($\varphi = 90^\circ$), um die maximale Rayleigh-Streuintensität zu erfassen. Für $|\varphi| < 90^\circ$ sinkt die Rayleigh Streuintensität und wird schließlich null für den Fall, dass das einfallende Laserlicht parallel zur Streuebene polarisiert ist ($\varphi = 0^\circ$). Das Gleiche gilt für die Orientierung des ICCD-Kamera-Polarisationsfilters, welcher die Polarisationsrichtung des erfassten Lichts der Kamera bestimmt. Um die maximale Intensität zu erfassen, muss er senkrecht zur Streuebene positioniert sein.

Die Polarisationsseigenschaften der Miestreuung an einzelnen Tröpfchen wurden in Abschnitt 2.4.1 angedeutet. Daraus folgte, dass die Polarisation eines rein senkrecht bzw. parallel polarisierten einfallenden Strahls zu einer ebenfalls rein senkrecht bzw. parallel polarisierten Streuwelle führt. Durch Mehrfachstreuung, z.B. in der dichten Flüssigphase, geht die Polarisation verloren.

In Abhängigkeit von der lokalen Tröpfchenkonzentration können verschiedene Bereiche je nach der gestreuten Lichtpolarisation definiert werden. Dafür spielen die Polarisationsrichtung des einfallenden Lichts (φ) und die Orientierung des Kamera-Polarisationsfilters eine wichtige Rolle:

- In Bereichen, in denen das Spray vollständig verdampft ist und in denen keine Kraftstofftröpfchen mehr vorhanden sind, wird nur Rayleighstreuung beobachtet. Das stärkste Signal ergibt sich, wenn sowohl die Laserpolarisationsrichtung als auch die Orientierung des Kamera-Polarisationsfilters senkrecht (\perp) zur Streuebene angeordnet sind ($\varphi = 90^\circ$). Das Rayleighsignal ist vernachlässigbar, wenn entweder die einfallende Laserstrahlpolarisation ($\varphi = 0^\circ$) oder die Orientierung des Kamera-Polarisationsfilter parallel ($//$) zur Streuebene sind. Außerdem, wie in Abschnitt 2.4.2 beschrieben, spielt der Anteil von „depolarized Rayleigh“ keine Rolle, da der Depolarisationsanteil maximal wenige Prozent zur gesamten Streuung beträgt.
- Wenn einzelne Kraftstofftröpfchen im Kraftstoffdampf anwesend sind, führen sie zu Miestreuung, die mehrere Größenordnungen stärker als die Rayleighstreuung ist. Da Miestreuung die Polarisation von rein parallel bzw. senkrecht polarisierten Wellen erhält, kann die Miestreuung an isolierten Tröpfchen beobachtet werden, wenn die Laserpolarisation und die Filterorientierung die gleiche Richtung haben (entweder $//$ oder \perp zur Streuebene).
- Bereiche mit höherer Tröpfchenkonzentration depolarisieren das gestreute Licht durch mehrfache Miestreuung. Das Streulicht wird deswegen unabhängig von der Polarisationsorientierung des Lasers und des Kamera-Filters detektiert. In diesem

Fall wird das Rayleighsignal von der Gasphase durch Miestreuung überlagert und so werden die Bereiche mit einer höheren Tröpfchenkonzentration *und* Kraftstoffdampf ausgewiesen.

		Laserpolarisation	
		⊥ zur Streuebene	// zur Streuebene
Detektion	⊥ zur Streuebene	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Rayleighstreuung des verdampften Sprays ▪ Miestreuung an einzelnen Tröpfchen ▪ Depolarisierte Miestreuung aufgrund hoher Tröpfchenkonzentration 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Depolarisierte Miestreuung aufgrund hoher Tröpfchenkonzentration
	// zur Streuebene	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Depolarisierte Miestreuung aufgrund hoher Tröpfchenkonzentration 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Miestreuung an einzelnen Tröpfchen ▪ Depolarisierte Miestreuung aufgrund hoher Tröpfchenkonzentration

Tabelle 4-5 Möglichen Konfigurationen zwischen Laserpolarisation und Orientierung des Kamera-Polarisationsfilters und zugehörige Beobachtungsmöglichkeiten.

Die möglichen Konfigurationen zwischen Laserpolarisation und Orientierung des Kamera-Polarisationsfilters sind in Tabelle 5-5 zusammengefasst und in Abbildung 4-18 dargestellt. In dieser Abbildung wurde der Lichtschnitt unmittelbar stromabwärts von der flüssigen Strahlspitze positioniert. Die Bereiche außerhalb des Lichtschnitts wurden durch „unerwünschtes“ Streulicht beleuchtet. Da die Miestreuung mehrere Größenordnungen stärker als die Rayleighstreuung ist, wird die flüssige Phase außerhalb des Lichtschnitts beleuchtet und liefert ebenfalls Mie-Streulicht. Da die Rayleighstreuung eine Beleuchtung in ausreichender Stärke benötigt und diese außerhalb des Lichtschnitts nicht gegeben ist, ist die Rayleighstreuung von verdampftem Spray in diesen Bereich nicht erkennbar. Außerhalb des Lichtschnitts wird das Spray deswegen nicht auf die gleiche Art und Weise wie im Lichtschnittbereich wiedergegeben.

Durch eine Kombination der verschiedenen Konfigurationen werden drei Spraybereiche abgegrenzt: Gebiete mit reinem Kraftstoffdampf, Gebiete mit Kraftstoffdampf *und* niedriger Tröpfchenkonzentration und Gebiete mit Kraftstoffdampf *und* höherer Tröpfchendichte. In Abbildung 4-19 ist eine Abgrenzung der verschiedenen Spraygebiete, welche sich auf einer Kombination der Bilder von Abbildung 4-18 bezieht, dargestellt. Um die verschiedenen Spraybereiche zu trennen, wurden die Bilder von Abbildung 4-18 zuerst binarisiert. Da die Stärken der Rayleighstreuung und der Miestreuung unterschiedlich sind, wurde der Binarisierungsschwellwert in Abhängigkeit der Leuchtkraft für jede mögliche Kombination ausgewählt. Die Bilder wurden dann kombiniert. Wenn die Polarisation des Laserstrahls und des Kamera-Polarisationsfilters unterschiedliche Orientierungen haben, sind nur die Bereiche mit höherer Tröpfchenkonzentration (depolarisiertes Mie-Streusignal) sichtbar. Die Be-

reiche mit Anwesenheit von einzelnen Tröpfchen ergeben sich durch Binarisierung des Bilds, in dem sowohl Laser als auch Kamera-Polarisationsfilter parallel zur Streuebene sind, gefolgt von einer Subtraktion des binarisierten Bildes, welcher die depolarisierten Gebiete darstellt. Wenn die Laserpolarisationsrichtung und die Filter-Orientierung beide senkrecht zur Streuebene sind, und beide vorherigen Bilder subtrahiert wurden, ergibt sich das Gebiet, in dem ausschließlich Kraftstoffdampf vorliegt.

Die Darstellung der drei Spraybereiche in der Abbildung 4-19 ist allerdings nur ein rein deskriptives Modell. Der präzise Unterschied zwischen den höheren und den niedrigeren Tröpfchenkonzentrationen kann nicht genau dargestellt werden.

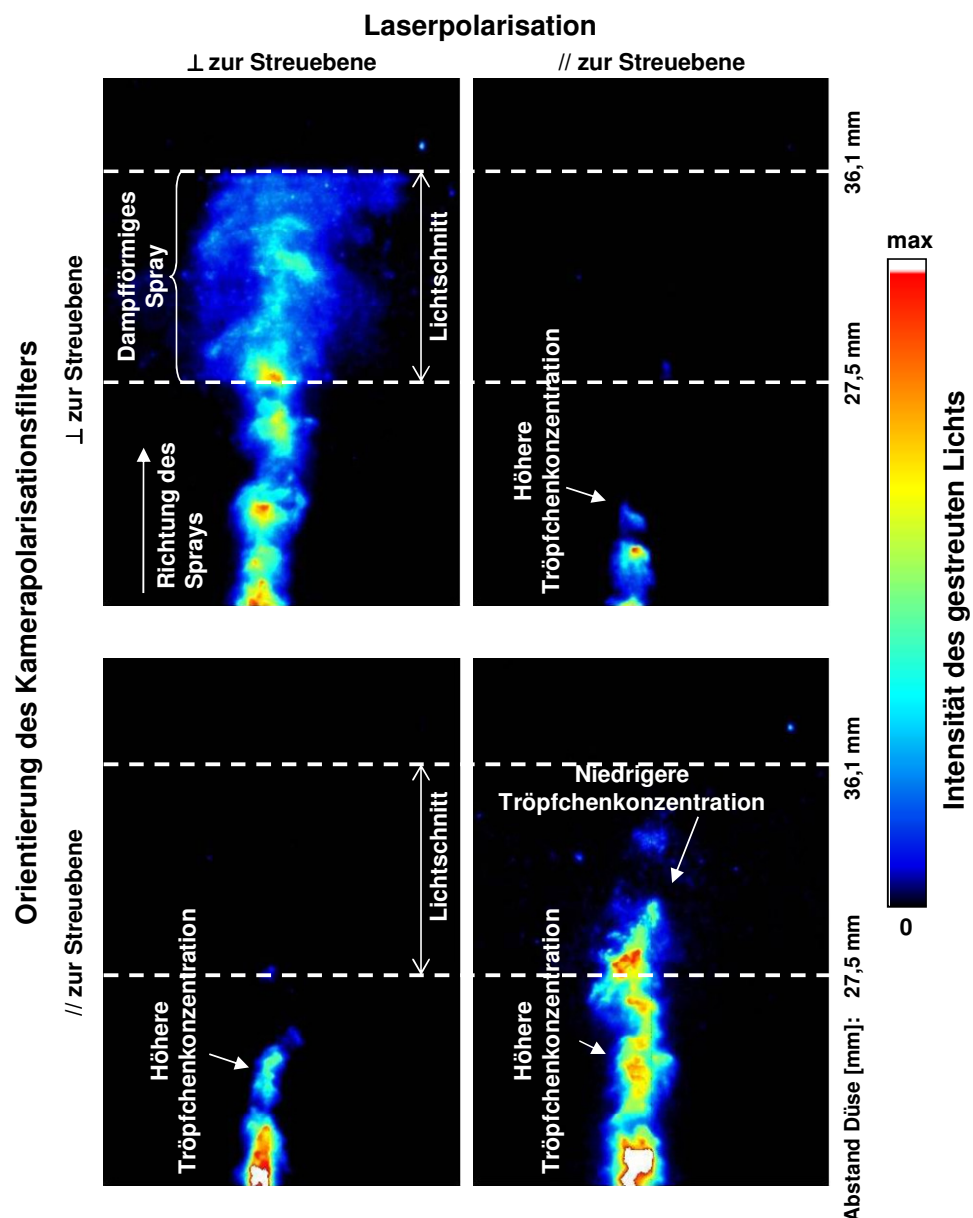


Abbildung 4-18 Die flüssige Strahlspitze des Sprays bei verschiedenen Laser Polarisationsrichtungen und Orientierung des Kamera-Polarisationsfilter. Der flüssige Kraftstoff außerhalb des Lichtschnitts wird durch Streulicht beleuchtet. $p_{inj} = 50 \text{ MPa}$, $t_{SoE} = 1 \text{ ms}$, $\rho_g = 9.6 \text{ mg/cm}^3$ ($p_g = 2.7 \text{ MPa}$, $T_g = 900 \text{ K}$). Jedes Bild ist eine Mittelung von sechs unabhängigen Messungen unter den gleichen experimentellen Bedingungen. Falschfarbendarstellung.

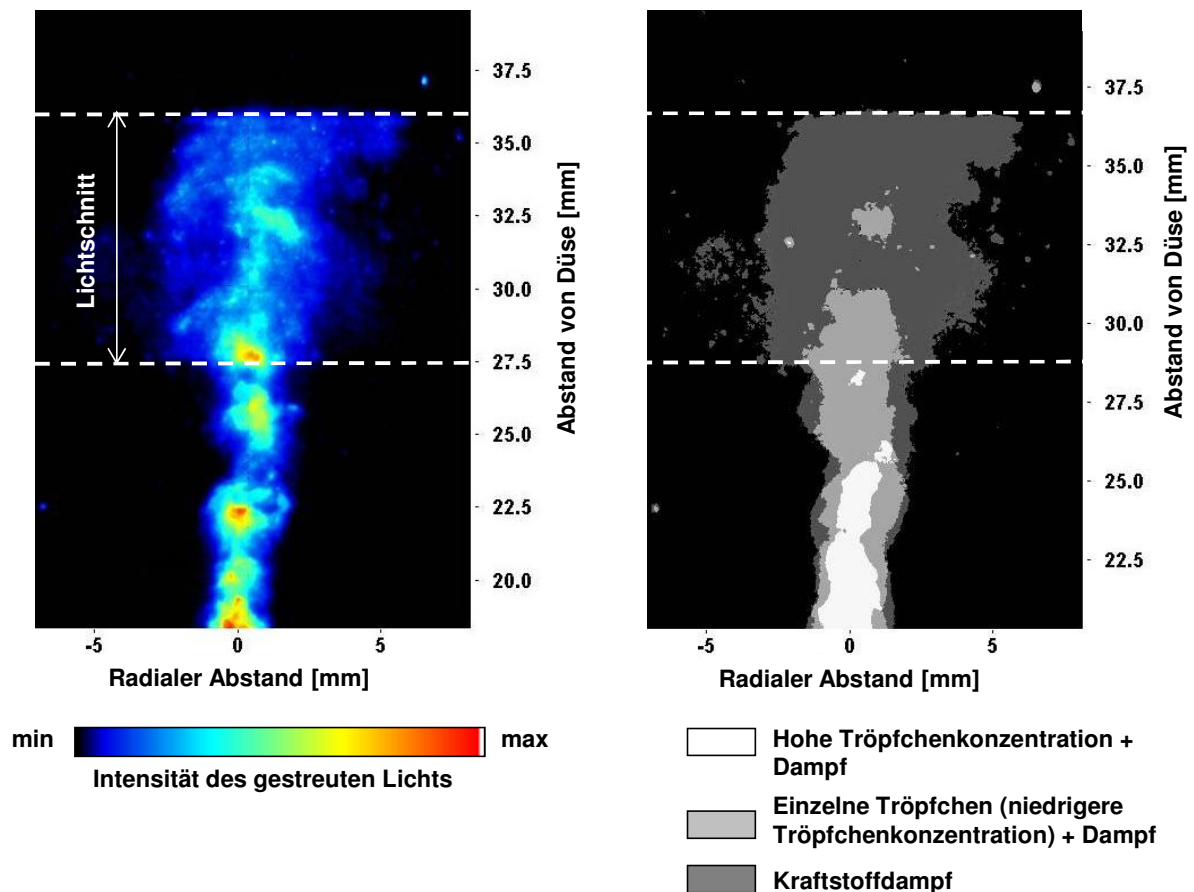


Abbildung 4-19 Die drei Spraybereiche: Dampfphase, einzelne Tröpfchen und Bereiche mit höherer Tröpfchenkonzentration. Gleiche experimentellen Bedingungen wie in Abbildung 4-18.

Links: Originales Bild, Laserpolarisation und Kamera-Polarisationsfilter senkrecht zur Streuebene.
Rechts: Die drei ermittelten Spraybereiche. Die Schwellwerte wurden per Hand, in Abhängigkeit der Intensität der Bilder, ausgewählt.

Optimierung: Mie-/Rayleighversuche mit zwei Kameras

Bisher wurden nur einzelne Bilder pro Laserpolarisationsrichtung und Orientierung des Kamera-Polarisationsfilters aufgenommen. Statistische Aussagen über die Verteilung des Sprays in den drei Bereichen sind damit anhand Mittelung von Aufnahmen von mehreren unabhängigen Messungen für jede Polarisations-Konfiguration möglich. Eine Trennung von flüssigem und dampfförmigem Kraftstoff auf einzelnen Bildern ist allerdings mit dieser Methode nicht möglich. Der Rayleigh-Aufbau wurde deshalb optimiert, um zwei Polarisations-Konfigurationen gleichzeitig zu beobachten.

Der optische Aufbau mit zwei Kameras ist in Abschnitt 3.2.2 beschrieben. Der Kamera-Polarisationsfilter wurde durch ein Polarisationswürfel ersetzt. Eine ICCD-Kamera zeichnet das parallel zur Streuebene polarisierte Licht auf, eine andere erfasst das senkrecht zur Streuebene polarisierte Licht. Um die beiden Bilder besser vergleichen zu können, erfolgen die in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen elementaren geometrischen Bildkorrekturen. Um die entsprechenden Spraybereiche zu trennen, wird ein ähnlicher Bildverarbeitungsprozess wie für die Aufnahme mit einer Kamera verwendet: für jedes Bild wird ein Schwellwert in Abhängigkeit seiner Intensität ausgewählt (die Rayleighstreuung und Miestreuung haben nicht die gleiche Intensität). Jedes Bild wird dann mit seinem zugehörigen Schwellwert binarisiert. Die zwei simultan aufgezeichneten Bilder können dann miteinander verglichen werden.

Entsprechend der Laserpolarisationsrichtung ergeben sich verschiedenen Polarisationsmöglichkeiten für die aufgenommenen Bilder. Eine Auswertung ist für jedes zusammenhängende Bildpaar möglich.

- Wenn der Laser senkrecht zur Streuebene polarisiert ist, erfasst die erste Kamera (Kamera 1 in Abbildung 4-8, welche das parallele polarisierte Licht erfasst) die depolarisierte Miestreuung der Bereiche mit höherer Tröpfchenkonzentration. Gleichzeitig nimmt die zweite Kamera (Kamera 2 in Abbildung 4-8, welche das senkrecht polarisierte Licht erfasst) die Rayleighstreuung des verdampften Sprays zusätzlich zur Einfach- und Mehrfach-Miestreuung der Flüssigphase auf. Nach Binarisierung und Subtraktion der beiden Bilder ist es möglich, die Bereiche mit höheren Tröpfchenkonzentration vom Bereich mit einzelnen Tröpfchen und Dampf voneinander zu trennen.
- Falls die Laserpolarisationsrichtung parallel zur Streuebene orientiert ist, zeichnet die erste Kamera die Miestreuung an Tröpfchen auf. Alle Bereiche, in denen isolierten oder viele Tröpfchen vorliegen, werden erfasst. Die Mehrfachstreuung an der dichten Flüssigphase wird mit der zweiten Kamera aufgenommen. Mit Hilfe der Bildverarbeitung kann man in diesem Fall die Bereiche mit einzelnen Tröpfchen von den Bereichen mit hoher Tröpfchenkonzentration trennen.
- Wenn der Laser um 45° (d.h. zur Hälfte senkrecht und zur Hälfte parallel) zur Streuebene polarisiert ist, resultieren besonders aussagekräftige Bilder: Die erste Kamera erfasst gleichzeitig den Fall, sowohl Laser als auch erfasstes Licht parallel zur Streuebene polarisiert sind und den Fall, dass bei dem der Laser senkrecht polarisiert ist und das erfasste Licht eine parallele Polarisation hat. Dabei wird die Miestreuung an Tröpfchen erfasst. Da die Laserpolarisationsrichtung parallel zur Streuebene keine Rayleighstreuung produziert und da die depolarisierte Rayleighstreuung vernachlässigbar ist, produzieren nur die Gebiete mit anwesenden Tröpfchen wesentliches Signal; Rayleighstreuung ist dagegen so gut wie nicht sichtbar. Die zweite Kamera erfasst gleichzeitig den Fall bei dem sowohl Laser als auch erfasstes Licht senkrecht polarisiert sind, und den Fall, bei dem der Laser parallel polarisiert ist und das erfasste Licht eine senkrechte Polarisation hat. In diesem Fall werden sowohl die Rayleighstreuung des verdampften Sprays als auch die Miestreuung an Tröpfchen detektiert.

Mit den beiden Bildern und unter der Annahme, dass das depolarisierte Rayleigh Signal vernachlässigbar ist, kann man durch Bildverarbeitung die Dampfphase des Sprays von der Flüssigphase markieren.

Diese möglichen Konfigurationen sind in Tabelle 5-6 zusammengefasst und ein Beispiel ist in Abbildung 4-20 dargestellt. Um die verschiedenen Spraybereiche zu erkennen, wurden die Bilder der Kamera 1 und 2 binarisiert. Der Schwellwert für die Binarisierung ist abhängig von der Kamera. Beide Schwellwerte wurden per Hand, in Abhängigkeit der Signalintensität, ausgewählt. Durch Kombination der beiden binarisierten Bilder können die verschiedenen Spraybereiche voneinander unterschieden werden. In Abhängigkeit der Laserpolarisation können die Dampfphase, die Flüssigphase und die Bereiche mit einzelnen

Tröpfchen beobachtet werden. Das Bild der dritten Spalte (Laserpolarisation $\frac{1}{2}$ senkrecht und $\frac{1}{2}$ parallel zur Streuebene) führt zu einer Trennung zwischen Flüssig- und Dampfphase und kann deswegen als Maske verwendet werden: Die Bestimmung der Kraftstoffdampfkonzentration mittels Rayleigh wird im Bild der Kamera 2 exklusiv im Dampfbereich (in hellblau in Abbildung 4-20) erfolgen. In den gelben Bereichen der Abbildung 5-20 befinden sich einzelne Tröpfchen und eine Bestimmung der Dampfkonzentration ist von daher nicht möglich. Diese Bereiche müssen dann während der Kalibrierung ignoriert werden.

		Laserpolarisation		
		\perp zur Streuebene	// zur Streuebene	$\frac{1}{2} \perp$ und $\frac{1}{2} //$ zur Streuebene
Detektion	Kamera 1: // zur Streuebene	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Depolarisierte Miestreuung aufgrund hoher Tröpfchenkonzentration 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Miestreuung an einzelnen Tröpfchen ▪ Depolarisierte Miestreuung aufgrund hoher Tröpfchenkonzentration 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Miestreuung an Tröpfchen (Einfachstreuung und depolarisierte Streuung)
	Kamera 2: \perp zur Streuebene	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Rayleighstreuung des verdampften Sprays ▪ Miestreuung an einzelnen Tröpfchen ▪ Depolarisierte Miestreuung aufgrund hoher Tröpfchenkonzentration 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Depolarisierte Miestreuung aufgrund hoher Tröpfchenkonzentration 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Rayleighstreuung des verdampften Sprays ▪ Miestreuung an Tröpfchen (Einfachstreuung und depolarisierte Streuung)
Beobachtungsmöglichkeiten dieser Kombination		Trennung zwischen der Dampfphase + einzelnen Tröpfchen und dem Bereich mit hoher Tröpfchenkonzentration	Trennung zwischen den einzelnen Tröpfchen und dem Bereich mit hoher Tröpfchenkonzentration	Trennung zwischen der Dampfphase und der Flüssigphase

Tabelle 4-6: Mögliche Kombinationen und Beobachtungsmöglichkeiten entsprechend der Laserpolarisation.

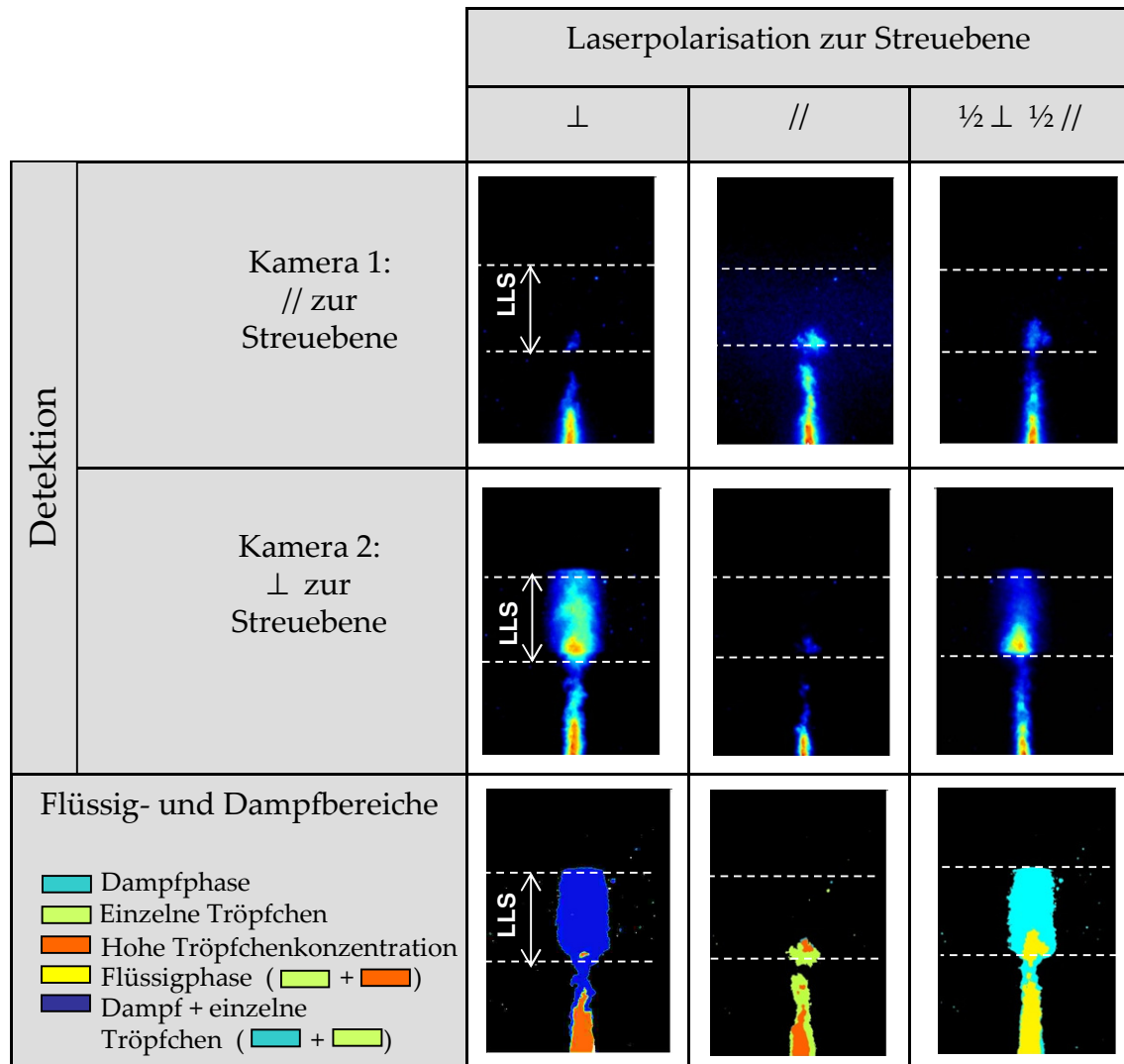


Abbildung 4-20 Beobachtung mit zwei Kameras stromabwärts der flüssigen Strahlspitze des Sprays bei verschiedenen Laser Polarisationsrichtungen. Jeder Spalte entspricht eine einzige simultane Messung mit zwei Kameras (das gleiche wäre aber auch mit Statistik möglich). Die drei Messungen werden unter den gleichen experimentellen Bedingungen durchgeführt: $p_{inj} = 90 \text{ MPa}$, $t_{SoE} = 1,3 \text{ ms}$, $\rho_g = 9,6 \text{ mg/cm}^3$ ($p_g = 2,55 \text{ MPa}$, $T_g = 850 \text{ K}$). Der flüssige Kraftstoff, außerhalb des Lichtschnitts, wird durch Streulicht beleuchtet. In der mittleren Spalte ist eine Trennung im Spray unterhalb des Lichtschnitts zu erkennen. Dies ist wahrscheinlich ein Artefakt: in diesem leeren Bereich wird Kraftstoffdampf erwartet aber wegen der schwachen Beleuchtung außerhalb des Lichtschnitt nicht detektiert. Das „Wiederauftreten“ von Spraysignal im Lichtschnitt liegt an der stark erhöhten Empfindlichkeit in diesem Bereich. Die Trennung der Bereiche bezieht sich nur auf zwei simultan aufgezeichnete Bilder (in der gleichen Spalte dargestellt) und erfolgt durch Binarisierung und Subtraktion der Bilder.

5 Anwendung der Rayleighmesstechnik zur Messung der Kraftstoffkonzentration

Die Verteilungen des verdampften und flüssigen Kraftstoffs gehören zu den wichtigen Größen des Dieselmischbildungsprozesses. Um die Kraftstoffverteilung des Sprays zu beobachten wird ein kombinierter Mie-/Schlierenaufbau eingesetzt. Durch die Anwendung dieser Messtechnik werden zeit- und orts aufgelöst zum Teil quantitative Informationen über das gesamte Sprayverhalten aufgezeichnet. Um genauere Information über das Verhalten der flüssigen Strahlspitze zu erhalten, werden die Polarisationsseigenschaften der Mie-/Rayleighstreuung von 532 nm Laserlicht verwendet. Anhand der Rayleighstreuung in völlig verdampften Spraybereichen wird zusätzlich die lokale Kraftstoffverteilung quantifiziert. Zuerst wird die Messung der Kraftstoffkonzentration durch Rayleighstreuung vorgestellt. Einflüsse wie Zeit, Kammerdichte und -temperatur, Einspritzdruck auf das Sprayverhalten und das Kraftstoffverteilung werden mit der Messtechnik untersucht.

5.1 Messung der Kraftstoffkonzentration durch Rayleighstreuung

5.1.1 Variation der Laserlichtschnittposition

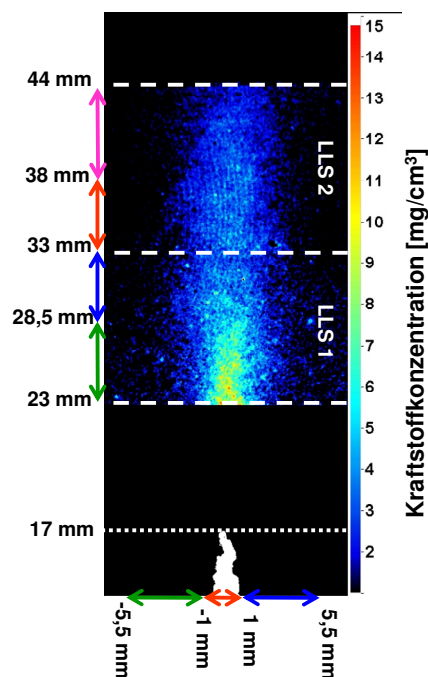


Abbildung 5-1 Kraftstoffverteilung in zwei Lichtschnittbereichen.

$p_{inj} = 90 \text{ MPa}$, $q_{inj} = 18 \text{ mm}^3$, $t_{soE} = 1,2 \text{ ms}$, $\rho_g = 13,1 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ($p_g = 3,78 \text{ MPa}$, $T_g = 900 \text{ K}$). In weiß: die Flüssigphase des Sprays, die durch Streulicht beleuchtet ist. Die farbigen Pfeile bezeichnen die Bereiche für die Profile von Abbildung 5-2. Mittelwert von 6 unabhängigen Messungen in jeden LLS-Bereich.

Der experimentelle Aufbau mit einer oder zwei ICCD-Kameras zur Messung der Rayleighstreuung wurde in Abschnitt 3.2.2 beschrieben. Eine Kombination aus vier Spiegeln ermöglicht eine präzise und reproduzierbare Anpassung der Tiefe und Höhe des Laserlichtschnitts. Dieser ist in der Tiefe so positioniert, dass er die Mitte des Sprays trifft. Um die gesamte Dampfphase des Sprays zu erfassen, kann die Höhe des Lichtschnitts öfter geändert werden. Aufgrund der Miestreuung von Tropfen, welche mehrere Größenordnung stärker als die Rayleighstreuung ist, ist allerdings der Lichtschnitt immer so ausgerichtet, dass er das dichte flüssige Spray nicht direkt beleuchtet, um die ICCD-Kamera nicht zu sättigen.

Ob Bilder, die mit verschiedenen Lichtschnittpositionen aufgenommen wurden, gut zusammenpassen, muss zuerst geprüft werden. Für jede Lichtschnittposition werden mehrere Experimente durchgeführt, korrigiert und dann gemittelt. Die so erhaltenen Bilder werden dann kombiniert. Eine Zusammensetzung von Aufnahmen bei zwei verschiedenen Lichtschnittpositionen ist in Abbildung 6-1 dargestellt.

Während der jeweiligen Messungen wird der Lichtschnitt in vollständig verdampften Kraftstoffgebieten positioniert. Bereiche mit höherer Tropfenkonzentration wurden von Streulicht beleuchtet und sind durch Depolarisation des Streulichts gekennzeichnet. In dieser Abbildung ist dieser Bereich anhand Bildbinarisierung in weiß dargestellt. Der Lichtschnitt ist zuerst mit einem Abstand von 23 bis 33 mm von der Düse positioniert (LLS 1). Es wurde zehn unabhängigen Messungen unter den gleichen experimentellen Bedingungen aufgenommen, normalisiert und gemittelt. Das gleiche erfolgt dann bei einem Düsenabstand von 33 bis 44 mm (LLS 2). Die Bilder sind dann für jede Lichtschnitt-Position gemittelt. Für jede Lichtschnitt-Position hat dann eine unabhängige Propan-Kalibrierung stattgefunden. Die kalibrierten Bilder wurden dann kombiniert. Trotz Kombination der Bilder ist keine Diskontinuität in der Kraftstoffdampfkonzentration oder in der Geometrie des Sprays zu erkennen. Dies zeigt, dass man unabhängige Messungen bei verschiedenen Lichtschnittpositionen zusammenfügen kann.

Abbildung 5-2 zeigt Schnitte durch das Bild von Abbildung 6-1. Mittlere radiale Kraftstoffkonzentrationsprofile senkrecht zur Sprayachse von vier Lichtschnittbereichen und über dem gesamten Lichtschnittbereich (von 23 bis 44 mm über die Düse) wurden aufgenommen und im linken Teil der Abbildung aufgezeichnet. Diese Profile zeigen, dass die Kraftstoffkonzentration im Zentrum des Sprays hoch und symmetrisch entlang der vertikalen Sprayachse ist und langsam mit zunehmendem Düsenabstand abnimmt. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit vorherigen Arbeiten [Gronki, 2003], [Bruneaux, 2005]. Im rechten Teil der Abbildung wurden im Lichtschnittbereich (von 23 bis 44 mm über die Düse) drei mittlere Profile parallel zu der Sprayachse aufgenommen: eines in der Mitte des Sprays (-1 bis 1 mm von der Sprayachse) und zwei an den Sprayrändern (-1 bis -5,5 mm und 1 bis 5,5 mm von der Sprayachse). In dieser Richtung fällt die Kraftstoffkonzentration in der Mitte des Sprays in Richtung der Spitze des Strahls zunächst steiler und dann flacher ab (rotes Profil). An den Sprayrändern nimmt die Kraftstoffdichte mit zunehmendem Düsenabstand langsamer und konstanter ab. Aufgrund der Spraysymmetrie sind die beiden Profile (in grün und in blau) sehr ähnlich.

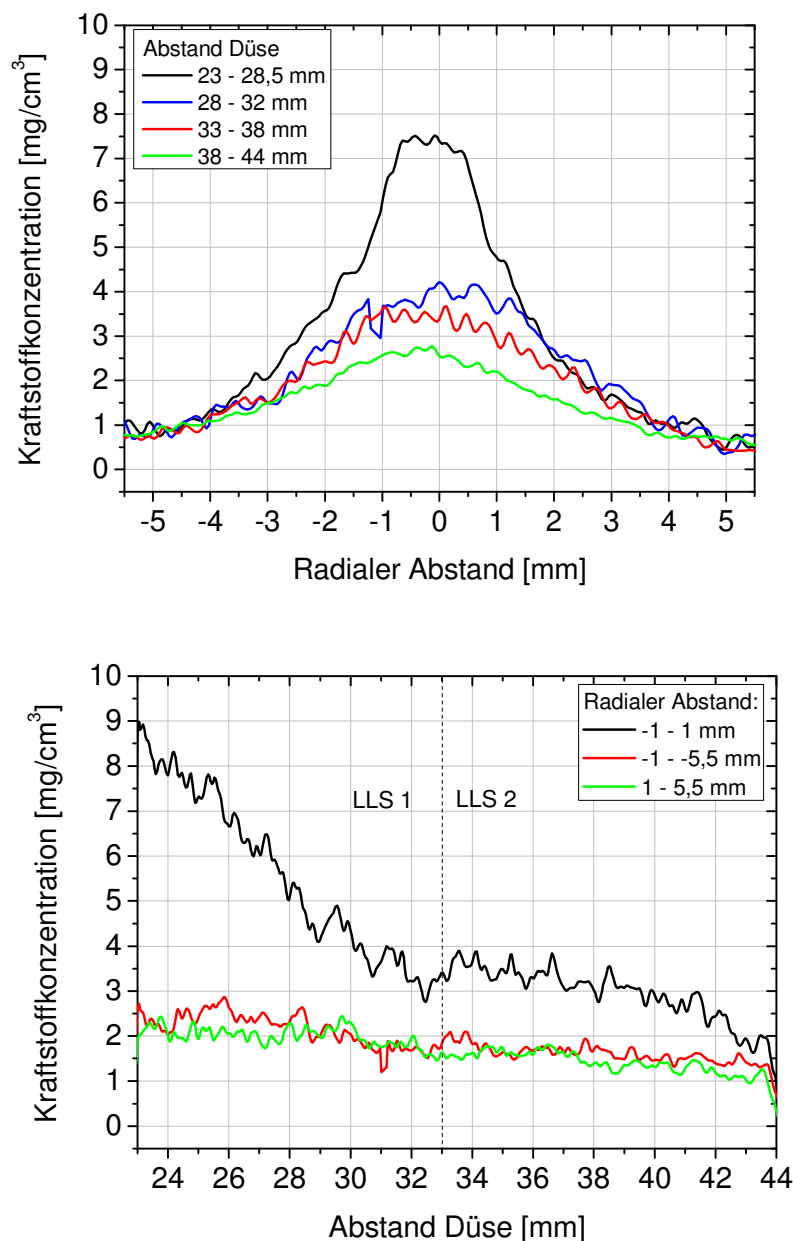


Abbildung 5-2 Mittlere Profile durch die Kraftstoffdampfverteilung von Abbildung 6-1. *Links:* radiale Schnitte. *Rechts:* Bereiche parallel zur Sprayachse.

5.1.2 Statistische Analyse

Bei gleich eingestellten experimentellen Bedingungen finden bei den Einzelaufnahmen kleine Schwankungen der Kammeratmosphäre statt. Ungenauigkeiten beim Befüllvorgang der Brennkammer führen zu minimalen Änderungen der Kammerdichte und/oder -temperatur, welche das Sprayverhalten beeinflussen. Zusätzlich, aufgrund der komplexen Strömung, generiert das Einspritzsystem ebenfalls kleine Schwankungen von einer Einspritzung zur anderen. Diese Effekte führen zu kleinen Schuss-zu-Schuss Änderungen des Sprayverhaltens von einem Bild zum nächsten.

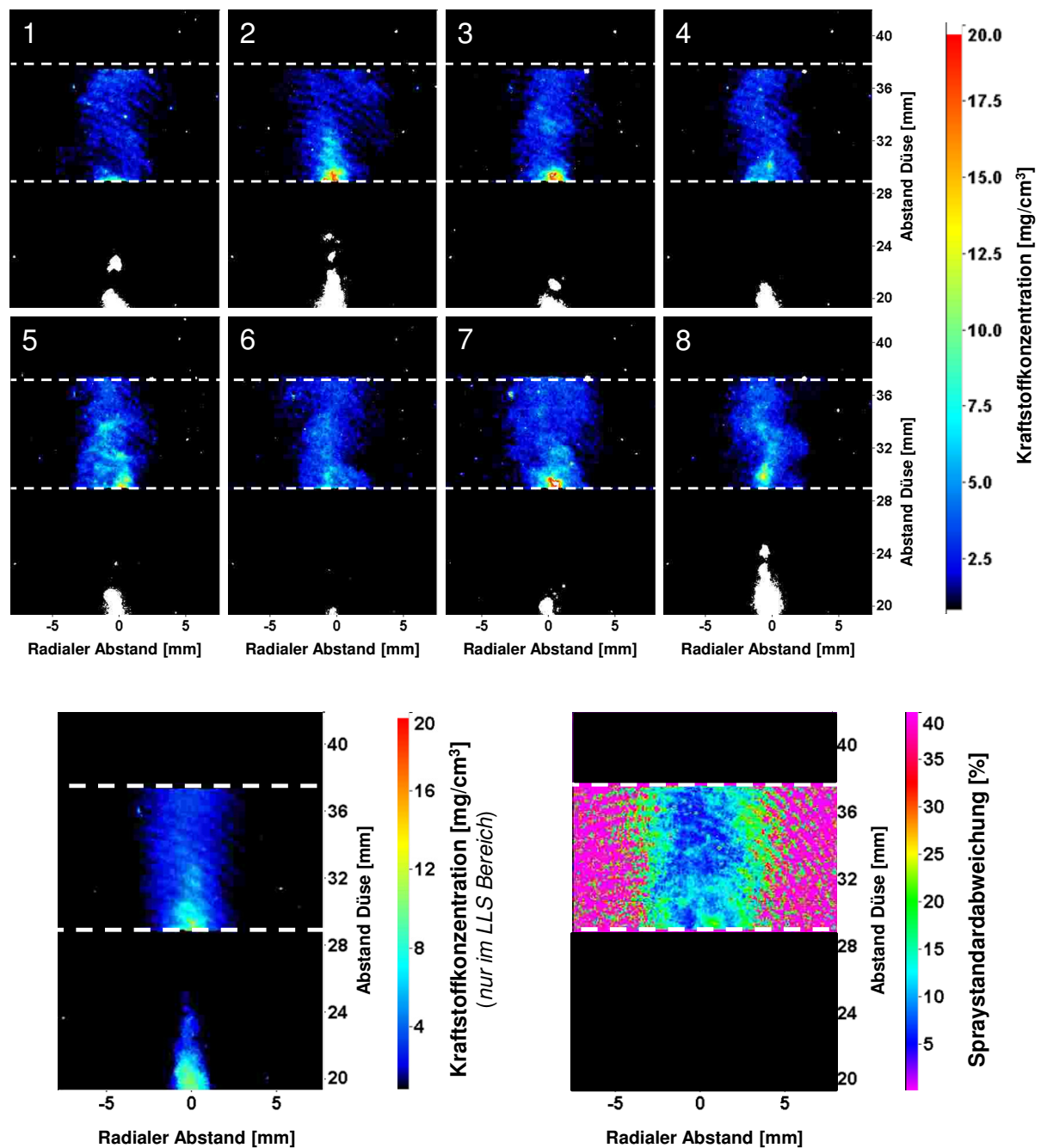


Abbildung 5-3 Oben: Einzelbilder der Rayleighstreuung unter gleichen experimentellen Bedingungen: $p_{inj} = 90$ MPa, $q_{inj} = 18$ mm³, $t_{SoE} = 1,3$ ms, $\rho_g = 9,6$ kg·m⁻³ ($p_g = 3,0$ MPa, $T_g = 1000$ K). In weiß: die Flüssigphase des Sprays, die durch Streulicht beleuchtet ist. Bei den singulären Intensitätszentren handelt es sich um Staubpartikel in der umgebenden Atmosphäre und um Miestreuung von Wand- oder Fensterverunreinigungen. Diese Messungen wurden mit nur einer ICCD-Kamera aufgenommen. Unten links: Mittlere Kraftstoffdampfkonzentration der acht Ereignisse. Die Kraftstoffkonzentration wurde nur im Lichtschnittbereich bestimmt. Unten rechts: relative Standardabweichung der Kraftstoffkonzentration.

In Abbildung 5-3 sind acht Rayleigh-Einzelbilder unter den gleichen experimentellen Bedingungen dargestellt. Anhand der Polarisierungseigenschaften der Rayleighstreuung wurde sichergestellt, dass der Lichtschnitt sich immer in einem völlig verdampften Spraybereich befindet. In diesen Aufnahmen sind Fluktuationen an den Sprayrändern deutlich erkennbar. Diese lassen sich durch die Aerodynamik des Dieselsprays erklären. Der hohe Impuls des

Strahls erzeugt Scherkräfte an der Grenzfläche zwischen der umgebenden Luft und des Sprays, die zu den turbulenten Mischungsprozessen führen. Durch diese wird die Luft in den Strahl hineingezogen und mit dem Kraftstoff vermischt [Gronki, 2003]. Anhand des Mittelwerts- und Standardabweichungsbildes wurde deutlich, dass im untersuchten Dieselstrahl eine höhere Kraftstoffkonzentration mit einer niedrigen Konzentrationsfluktuation korreliert. Die Kraftstoffdampfkonzentration im Zentrum des Sprays ist höher als an den Sprayrändern. Im Zentrum des Sprays sind die Dichteschwankungen von Einzelbild zu Einzelbild geringer als an den Sprayrändern. Die Sprayflüssigphase mit höherer Tropfendichte (depolarisiert aufgrund Mehrfachstreuung) wurde mittels Streulichts beleuchtet. In Abbildung 5-3 wurde dieser Bereich für jedes einzelne Bild binarisiert und in Weiß dargestellt.

Von einem Einzelbild zum anderen zeigen sich die charakteristischen Schwankungen der Eindringtiefe der flüssigen Strahlspitze ($S_{\beta} = 18,5$ bis $23,8$ mm). Ebenso fluktuiert die Kraftstoffkonzentration im Dampfbereich des Sprays und die mittlere Kraftstoffdampfkonzentration im Lichtschnittbereich variiert von $\rho_f = 0$ bis 7 mg/cm³.

In Relation zur gesamten Sprayeindringtiefe ist der Bereich im Düsenabstand von 29 mm bis 32 mm (siehe Abbildung 5-3) sehr klein. Unter der vereinfachten Annahme der Rotations-symmetrie des Sprays (siehe Abbildung 5-4, links), d.h. $\rho(x, y, z) = \rho(r, y)$, wurde die gesamte Kraftstoffmenge in diesem Bereich $\delta m / \delta y$ bestimmt. Daraus ergibt sich für die gesamte Kraftstoffmenge in einem Teil des Lichtschnitts:

$$\begin{aligned} \frac{\delta m}{\delta y} &= \int_s \rho(r, y) \cdot dS \quad \text{mit} \quad dS = d(\pi \cdot |r|^2) = 2\pi \cdot |r| \cdot dr \\ \frac{\delta m}{\delta y} &= 2\pi \cdot \int \rho(r, y) \cdot |r| \cdot dr \end{aligned} \quad (5-1)$$

Im ausgewählten Bereich wurde die Kraftstoffdichte $\rho(r)$ für die acht Bilder der Abbildung 5-3 jeweils mit Hilfe von mittleren Profilen erfasst. Um $\delta m / \delta y$ bestimmen zu können, wird die Gleichung (6-1) angewendet. Die Abhängigkeit der Kraftstoffkonzentration $\rho(r)$ mit dem radialen Abstand muss deswegen bekannt sein. Jedes mittlere Profil wird deswegen angepasst. Dabei ist die Lorentzfunktion besonders gut geeignet:

$$L(r) = \frac{\Gamma}{2\pi} \cdot \frac{1}{\left(\frac{1}{2} \cdot \Gamma\right)^2 + (r - r_0)^2} \quad (5-2)$$

Wobei Γ die Lorentz-Breite (Breite bei der Höhenhälfte des Kurvenverlaufs) und x_0 die Lage des Maximums (in diesem Fall, die Sprayachse) bezeichnen. Durch Anpassung der Lorentz-Breite-Parameters werden die verschiedenen mittleren Profile gut angenähert.

Gleichung (6-1) wurde dann verwendet. Die gesamte Kraftstoffmenge im Lichtschnittbereich wurde für einen radialen Abstand von -8 bis 8 mm integriert. Abbildung 5-4 zeigt die integrierte Kraftstoffmenge $\delta m / \delta y$ entlang des radialen Düsenabstands für die acht Spraybilder.

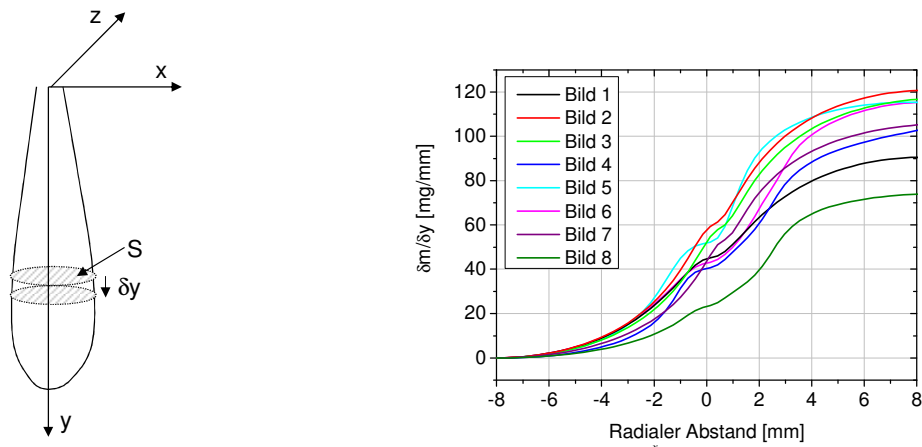


Abbildung 5-4 Links: Schematische Darstellung des Sprays für die Berechnung der gesamten Kraftstoffmenge im gewissen Düsenabstand $\delta m / \delta y$. Rechts: Kraftstoffmenge pro mm $\delta m / \delta y$ in Abhängigkeit des radialen Abstand für die Bilder der Abbildung 5-3 für einen Düsenabstand von 29 bis 32 mm.

Es wäre interessant zu wissen, ob es einen Zusammenhang zwischen der Eindringtiefe des flüssigen Sprays und der Kraftstoffmenge gibt. Wenn die flüssige Eindringtiefe länger ist, wäre es möglich, dass die Dampfmenge im Lichtschnitt-Bereich größer ist. In Abbildung 5-5 wurden deswegen sowohl die Eindringtiefe des flüssigen Kraftstoffs als auch die berechnete Kraftstoffmenge $\delta m / \delta y$ am Anfang des Lichtschnitts (Düsenabstand von 29 bis 32 mm) dargestellt, um die Korrelation zwischen den beiden Phänomenen zu bewerten. Dabei ist kein starker Zusammenhang zwischen flüssiger Eindringtiefe und Kraftstoffmenge zu beobachten. Der Korrelationskoeffizient R_{sk} zwischen Kraftstoffkonzentration und Eindringtiefe des flüssigen Sprays wurde für die acht Bilder berechnet und lautet $R_{sk} = 0,05$. Dies bedeutet, dass ein Zusammenhang zwischen Eindringtiefe des flüssigen Kraftstoffs und Kraftstoffkonzentration am Anfang des „reinen Dampfgebiets“ nicht festgestellt werden kann.

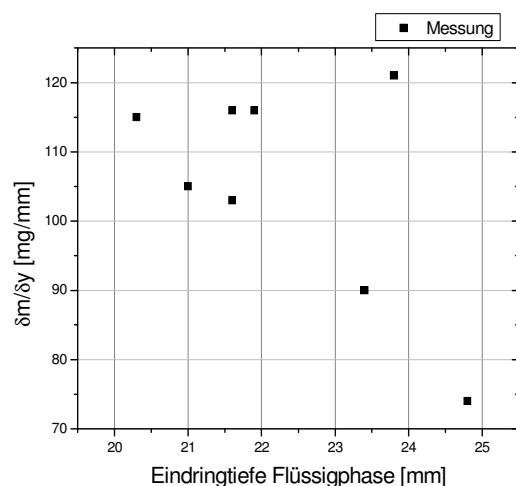


Abbildung 5-5 Bestimmte mittlere Kraftstoffkonzentration $\delta m / \delta y$ für einen Düsenabstand von 29 bis 32 mm in Abhängigkeit der Eindringtiefe der Sprayflüssigphase (höhere Tropfendichte, welche durch Mehrfachstreuung depolarisiert wird) von den Einzelbildern der Abbildung 5-3.

5.2 Zeitlicher Verlauf der Kraftstoffkonzentration

Das zeitliche Verhalten des Dieselsprays hängt stark mit der Einspritzung zusammen. Der Betrieb eines CR-Magnetventil-Injektors ist in Anhang A.2 beschrieben und weitere Details befinden sich in [Bosch, 1998]. Mie-/Schlierenaufnahmen des zeitlichen Verlaufs eines Dieselsprays wurden bereits in Abschnitt 4.2.1 dargestellt. Dabei wurde festgestellt, dass es nach einer bestimmten linearen Eindringtiefe des Sprays zur Stabilisierung der flüssigen Strahlspitze kommt während der dampfförmige Kraftstoff sich weiter ausbreitet. Das zeitliche Verhalten der Kraftstoffkonzentration im völlig verdampften Spraybereich ist in Abbildung 5-6 für $t_{SoE} = 0,6$ bis $1,6$ ms dargestellt. Dabei ist die totale eingespritzte Menge gleich $q_{inj} = 18 \text{ mm}^3$ für einen Einspritzdruck von $p_{inj} = 90 \text{ MPa}$ und die eingestellte Bestromungszeit ist $1000 \text{ } \mu\text{s}$. Für jede Zeit t_{SoE} wurden die Bilder anhand einer Mittelung von 6 unabhängigen Einzelbildern dargestellt.

Bei $t_{SoE} = 0,6 \text{ ms}$ wurde schon die Flüssigphase beleuchtet, allerdings hat sich die Dampfphase nicht ausreichend entwickelt und befindet sich daher noch nicht im Lichtschnittbereich. Nach diesem Zeitpunkt existiert Kraftstoffdampf im Lichtschnittbereich und die Kraftstoffkonzentration steigt, wie in den Profilen im Lichtschnittbereich angedeutet. Dieser Bereich bezeichnet den Düsenadelöffnungsbereich, in welchem die Einspritzrate steigt. Die maximale Kraftstoffdichte wird bei ca. $t_{SoE} = 1,0$ bis $1,2 \text{ ms}$ erreicht und stabilisiert sich für wenige $100 \text{ } \mu\text{s}$. In diesem Bereich ist das Spray quasi-stationär. Ab $t_{SoE} = 1,4 \text{ ms}$ sinkt die Kraftstoffkonzentration. Dies lässt sich durch das Nadelschließen erklären. Der Massenfluss und die Geschwindigkeit des eingespritzten Kraftstoffs nehmen ab, während die Geschwindigkeit an der dampfförmigen Strahlspitze höher sein kann als der später eingespritzte Kraftstoff, der diesem Punkt erreicht. Das ist der sogenannte Flugzeit-Effekt und führt zur Absenkung der lokalen Kraftstoffdichte. Während des gesamten zeitlichen Ablaufs bleibt die Breite des Dampfbereichs im Lichtschnitt ungefähr gleich.

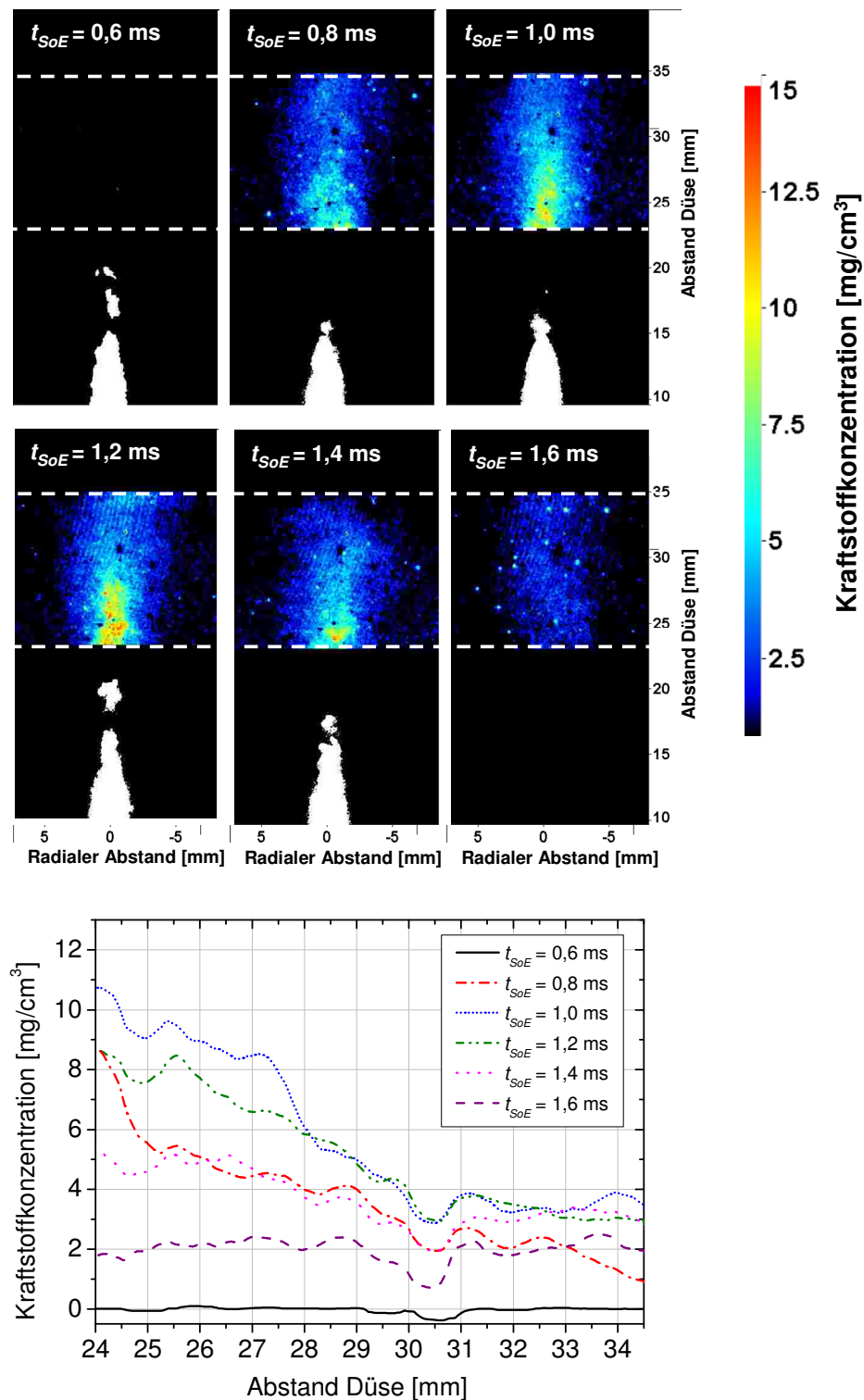


Abbildung 5-6 Oben: Zeitlicher Verlauf der Kraftstoffkonzentration im Lichtschnittbereich. $p_{inj} = 90 \text{ MPa}$, $q_{inj} = 18 \text{ mm}^3$, $\rho_g = 13,1 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ($p_g = 3,78 \text{ MPa}$, $T_g = 900 \text{ K}$). Jedes Bild ist ein Mittelwert von sechs unabhängigen Messungen unter den gleichen experimentellen Bedingungen. Das „Loch“ in der Kraftstoffkonzentration bei einem Düsenabstand von 30,5 mm ist ein Artefakt der Bildverarbeitung: An dieser Stelle gab es Miestreueung durch Wandverunreinigungen. Diese Messungen wurden mit nur einer ICCD-Kamera aufgenommen Unten: Mittlere Profile entlang der Düsenachse ($x = -1 \dots +1 \text{ mm}$) im Lichtschnittbereich für die verschiedenen Zeiten nach Bestromungsbeginn t_{SoE} .

5.3 Einfluss der Umgebungstemperatur und -dichte auf das Spray

In Dieselmotoren variieren neben dem Einspritzdruck, der Einspritzmenge und der Einspritzstrategie (Vor-, Haupt- und Nacheinspritzungen) die Randbedingungen im Brennraum. Bedingt durch die heute üblichen Kompressionsverhältnisse von $\varepsilon = 16\text{--}18$ und durch die Turboaufladung können hohe Zylinderdrücke und -temperaturen erreicht werden. In den folgenden Untersuchungen wurde der Einfluss der Kammertemperatur bei konstanter Gasdichte bzw. der Kammerdichte bei konstanter Temperatur auf die flüssigen bzw. dampfförmigen Eindringtiefen und auf die Kraftstoffkonzentrationsverteilungen anhand von Mie-/Schlieren und Mie-/Rayleighverfahren beobachtet.

5.3.1 Einfluss der Umgebungstemperatur auf das Spray

Beobachtung mit Mie-/Schlierenverfahren

Der Einfluss der Kammertemperatur auf die Eindringtiefe des flüssigen und dampfförmigen Sprays bei konstanter Dichte wurde anhand des Mie-/Schlierenverfahrens untersucht. Die Kammertemperatur wurde von $T_g = 800\text{ K}$ bis 1200 K variiert bei einer Kammerdichte von $9,6\text{ mg/cm}^3$. Drei Spraysequenzen wurden für jede Temperatur mit der Hochgeschwindigkeitskamera erfasst. Die mittleren bestimmten Eindringtiefen der Flüssig- und Dampfphase in Abhängigkeit von der Zeit nach Bestromungsbeginn sind in Abbildung 6-7 für verschiedene Temperaturen dargestellt.

Zuerst dringt die flüssige Strahlspitze mit einer konstanten Geschwindigkeit in die Kammer ein, eine Veränderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit mit der Temperatur ist nicht zu erkennen. Eine maximale Eindringtiefe wird dann erreicht und die Flüssigphase stabilisiert sich bei diesem Wert. Dort ist der Phasenübergang abgeschlossen und vollständig. Sehr deutlich zeigt sich eine Verkürzung der maximalen Eindringtiefe der Flüssigphase bei steigender Temperatur. Eine Temperatursteigerung von 800 auf 1200 K bei konstanter Kammerdichte führt zu einer Verringerung dieses Werts von ca. 20 mm auf 13 mm . Diese Ergebnisse sind in Übereinstimmung mit bereits durchgeführten Arbeiten [Pauer, 2001; Espey, 1995; Verhoeven, 1998]. Grund für die kürzere Eindringtiefe des flüssigen Kraftstoffs ist die höhere Temperatur der umgebenden Kammeratmosphäre. Damit wird der Kraftstoff schneller aufgeheizt und verdampft schneller [Siebers, 1998]. Die Kammertemperatur scheint allerdings keinen Einfluss auf das Eindringverhalten der Dampfphase zu haben. Der gleiche Effekt wurde auch bei Pauer [Pauer, 2001] und Verhoeven et al. [Verhoeven, 1998] beobachtet.

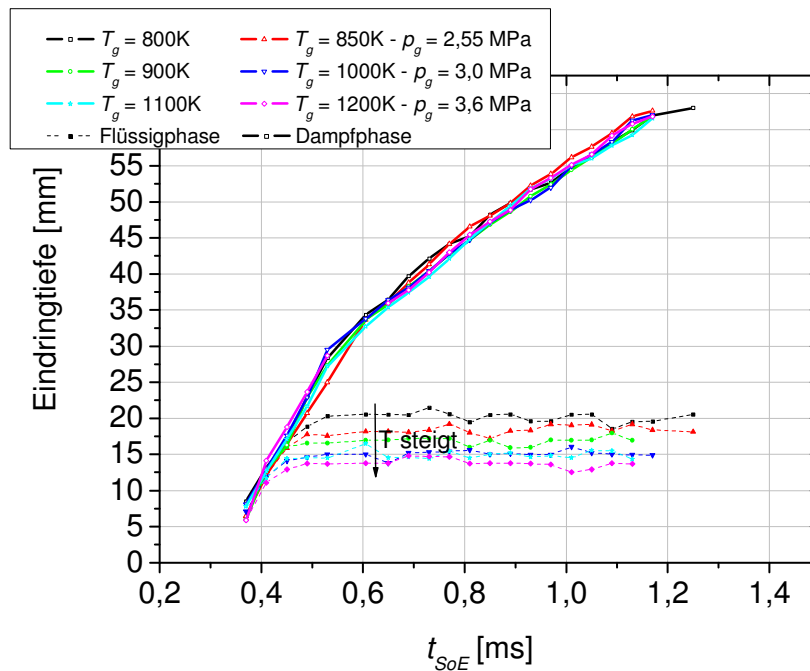


Abbildung 5-7 Mie-/Schlierenmessungen zum Einfluss der Kammertemperatur bei konstanter Dichte ($\rho_g = 9,6\text{ mg/cm}^3$) auf das zeitliche Ausbreitungsverhalten des flüssigen und dampfförmigen Sprays. $p_{inj} = 90\text{ MPa}$, $q_{inj} = 18\text{ mm}^3$. Von $t_{SoE} = 0,6\text{ ms}$ bis $1,4\text{ ms}$ bleibt die Eindringtiefe der Sprayflüssigphase konstant. Es handelt sich um einen Mittelwert aus drei Einzelmessungen.

Beobachtung mit Mie-/Rayleighverfahren

Die Mie-/Rayleighmesstechnik und ihre Polarisationsseigenschaften wurden verwendet, um den Einfluss der umgebenden Kammertemperatur bei konstanter Dichte auf das flüssigen und dampfförmigen Spray zu untersuchen. Damit wurden genauere Informationen über das Verhalten der Flüssigphase und der Kraftstoffkonzentration in vollständig verdampften Spraybereiche gewonnen. Die Methoden zur Trennung der verschiedenen Spraybereiche und zur Bestimmung der Kraftstoffdichte sind in Kapitel 4 erklärt.

Kammertemperaturen von 850 bis 1250 K bei einer konstanten Dichte von $9,6\text{ mg/cm}^3$ wurden für vier Kombinationen von Laserpolarisation und der Orientierung des Polarisationsfilters (siehe Abschnitt 4.2) untersucht. Der Aufnahmezeitpunkt war $t_{SoE} = 1,0\text{ ms}$. In dieser Zeit befindet sich die Düsenadel im Vollhub und es liegt keine Strömungsdrösselung im Nadelsitzbereich mehr vor. Das Spray zeigt ein quasi-stationäres Verhalten. In Abbildung 5-8 ist die sich ergebende „Polarisationsmatrix“ dargestellt. Jedes Bild ist über sechs unabhängige Messungen unter den gleichen experimentellen Bedingungen gemittelt. Aufgrund des großen Unterschieds in der gestreuten Lichtintensität zwischen Miestreuung an Tropfen und Rayleighstreuung am dampfförmigen Kraftstoff wurde eine logarithmische Darstellung verwendet. Der Laserlichtschnitt wurde stromabwärts der flüssigen Strahlspitze positioniert. Um eine Sättigung der Lichtintensität und dadurch eine eventuelle Beschädigung der ICCD-Kamera zu vermeiden, befindet sich der Lichtschnitt außerhalb des Gebiets mit moderater Tröpfchenkonzentration.

In der rechten Spalte wurden die Bilder mit gleichen Kammerbedingungen, aber anderen Polarisationskonfigurationen zusammen kombiniert (durch Binarisierung und Subtraktion der Bilder), um eine Trennung der verschiedenen Bereiche zu ermöglichen.

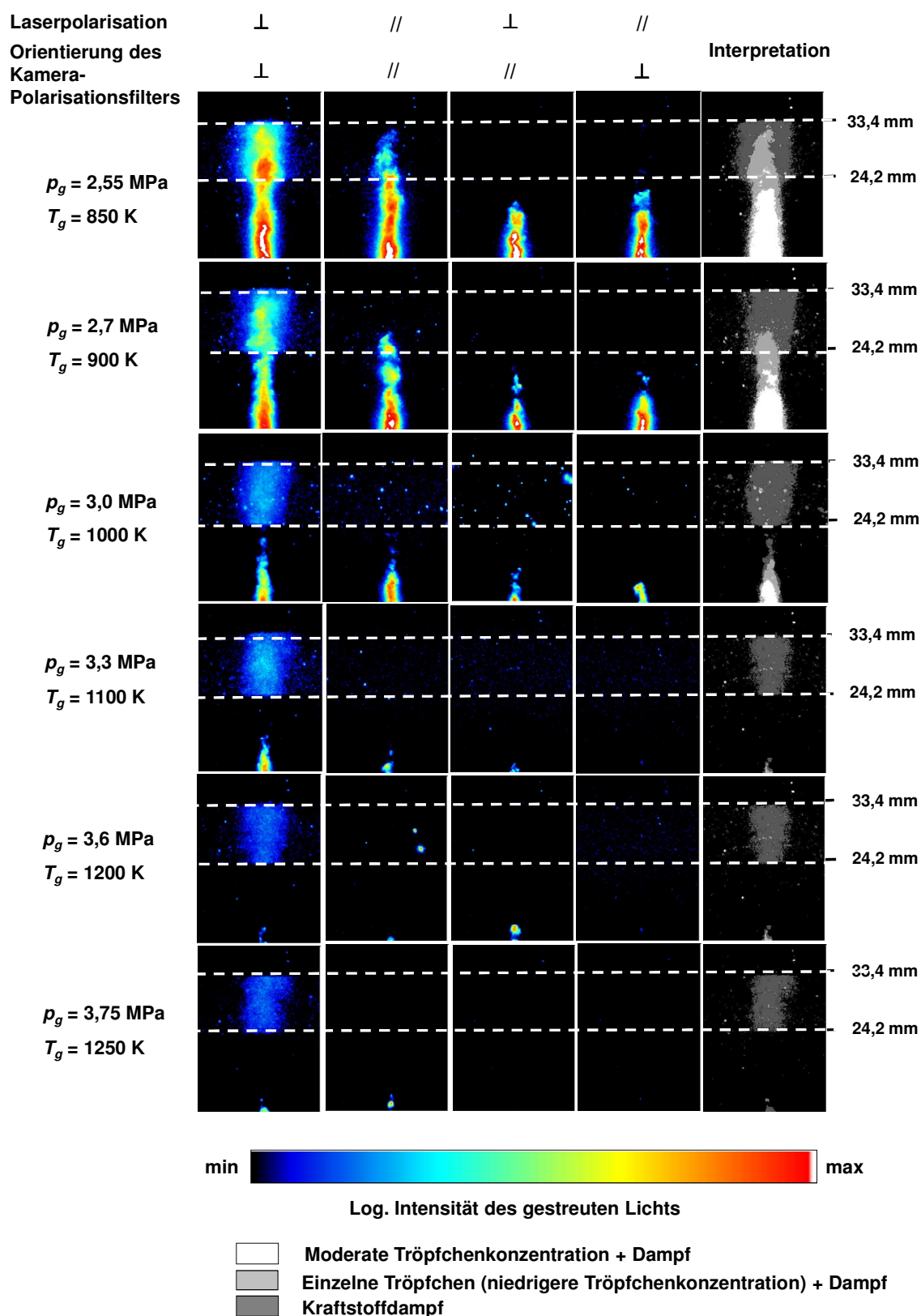


Abbildung 5-8 Beobachtung des Einfluss der Umgebungstemperatur bei konstanter Gasdichte, stromabwärts der flüssigen Strahlspitze bei verschiedenen Laserpolarisationen und Kamera-Polarisationsfilterrichtungen. $p_{inj} = 90 \text{ MPa}$, $q_{inj} = 18 \text{ mm}^3$, $t_{SoE} = 1,0 \text{ ms}$, $\rho_g = 9,6 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$. Jedes Bild ist über sechs unabhängige Messungen unter den gleichen experimentellen Bedingungen gemittelt. Logarithmische Falschfarbendarstellung. Der Lichtschnitt befindet sich zwischen den beiden gestrichelten Linien. Die Bereiche außerhalb des Lichtschnitts werden durch Streulicht beleuchtet. Vermutlich aufgrund der n -Dekan Pyrolyse nimmt ab 1100 K die Rayleigh-Streuintensität ab.

In den Bereichen außerhalb des Lichtschnitts, wo die dichte Flüssigphase durch Streulicht beleuchtet wird (d.h. bei Kammertemperaturen unterhalb 1000 K) und wo das Rayleighsignal vernachlässigbar ist, ist die Intensität der Miestreuung in Abhängigkeit der Laserpolarisation unterschiedlich. Wenn die Laserpolarisation parallel zur Streuebene ist, ist die Intensität des Miesignals stärker als wenn der Laser senkrecht zur Streuebene polarisiert ist. Dies lässt sich durch die Polarisationsabhängigkeit der Miestreuung, welche in Abschnitt 2.4.1 erläutert ist, erklären. Laut Abbildung 0-3, bei einem Erfassungswinkel von ca. 90° sind solche Unterschiede in den Signalintensitäten mit aufgrund der Polarisation zu erwarten.

Außerdem, wie bereits in den Mie-/Schlierenbildern beobachtet, nimmt die Eindringtiefe der Flüssigphase bei steigender Kammertemperatur ab. Für niedrigere Temperaturen (unterhalb 1000 K) zeigen die Messungen und die binarisierten Bilder dass es kein abruptes Ende der flüssigen Phase gibt, sondern eine graduelle Abnahme der Penetration des flüssigen Kraftstoffs. Auch die Menge der flüssigen Tröpfchen nimmt graduell ab. Nach dem Bereich mit einer höheren Tropfenkonzentration, ist ein Bereich wo einzelnen Tröpfchen noch anwesend sind, zu beobachten. Dann fängt das reine Dampfgebiet an. Bei einer Temperatur von über 1000 K, ist nur verdampfter Kraftstoff im Lichtschnittbereich vorhanden. Bei einer steigenden Temperatur von 1000 K auf 1250 K konnte im Dampfgebiet eine Abnahme der gestreuten Intensität von ca. 20% beobachtet werden. Wie bereits in Abschnitt 5.1.4 erklärt, ist diese Abnahme ein Effekt der n -Dekan Pyrolyse, welche den mittleren Rayleighstreuquerschnitt der Kohlenwasserstoffmoleküle reduziert (siehe Abbildung 4-13). Es wurde festgestellt, dass deswegen quantitative Messungen der Kraftstoffkonzentration bei Kammertemperaturen über 1000 K nicht möglich sind.

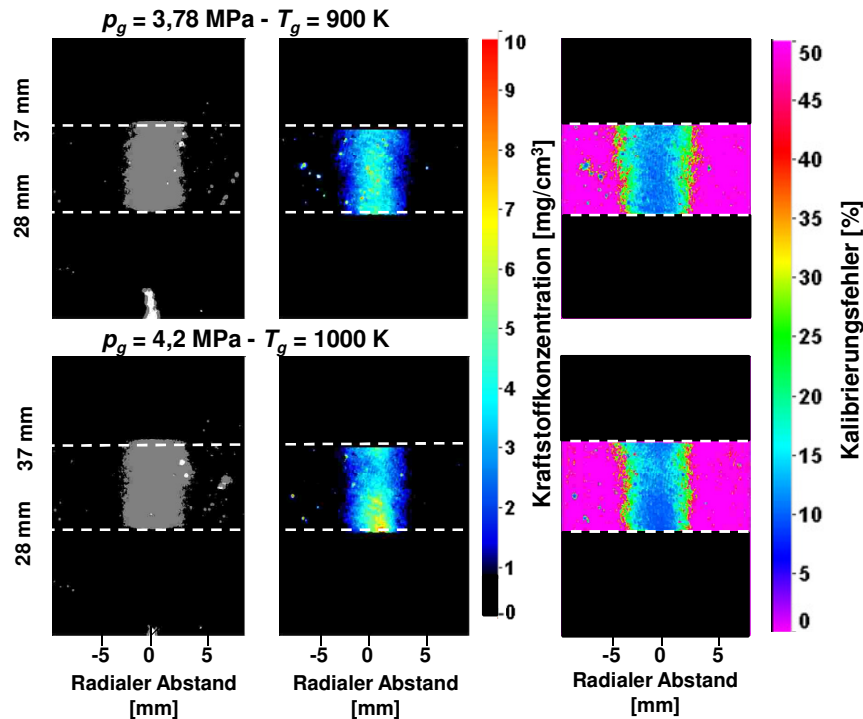


Abbildung 5-9 Bestimmung der Kraftstoffkonzentration für $T_g = 900$ K und $T_g = 1000$ K bei konstanter Gasdichte von $\rho_g = 13,1$ mg/cm³. $t_{SoE} = 1,3$ ms, $p_{inj} = 90$ MPa, $q_{inj} = 18$ mm³. Für jede Temperatur wurde ein gemittelt Bild aus 10 unabhängigen Aufnahmen unter den gleichen experimentellen Bedingungen erstellt. *Links:* Trennung der verschiedenen Phasen – in grau: Spraydampfphase; in weiß: Sprayflüssigphase. *Mitte:* Bestimmung der Kraftstoffkonzentration. *Rechts:* Bestimmung des Kalibrierungsfehlers.

In Abbildung 5-9 wurde der Einfluss der Kammertemperatur auf die Kraftstoffkonzentration für $T_g = 900\text{ K}$ und $T_g = 1000\text{ K}$ bei einer Kammerdichte von $\rho_g = 13,1\text{ mg/cm}^3$ beobachtet. In diesem Temperaturbereich sollte der Einfluss der Kraftstoffpyrolyse innerhalb der für die Gemischbildung relevanten Zeit vernachlässigbar sein. Wie im linken Teil der Abbildung zu erkennen, wurde der Lichtschnitt in einem Bereich positioniert, in dem das Spray vollständig verdampft ist. Durch die Polarisierungseigenschaften der Mie- bzw. der Rayleighstreuung wurde festgestellt, dass keine Miestreuung von Tröpfchen in diesem Gebiet vorhanden ist. Im mittleren Teil der Abbildung wurde die Kraftstoffkonzentration im Lichtschnittbereich bestimmt. Die relative Genauigkeit der Kalibrierung wurde berechnet und im rechten Teil der Abbildung dargestellt. Diese liegt zwischen 10 und 20% im Spraybereich und ist für die beiden Temperaturen sehr ähnlich. Die Verteilung der Kraftstoffkonzentration wurde genauer in Abbildung 5-10 betrachtet. Die mittlere Kraftstoffkonzentration im Lichtschnittbereich wurde in Abhängigkeit vom Abstand zur Sprayachse bestimmt. Es wurde festgestellt, dass eine Änderung der Kammertemperatur bei konstanter Dichte keinen signifikanten Einfluss auf die Kraftstoffkonzentration in völlig verdampften Spraybereichen hat.

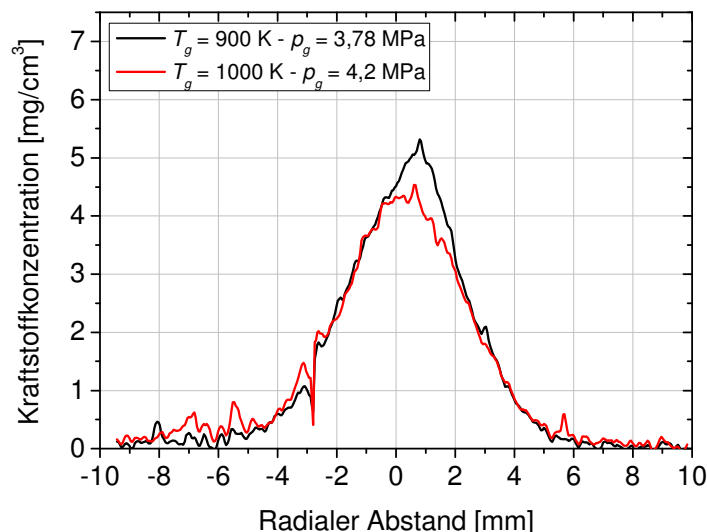


Abbildung 5-10 Mittlere Kraftstoffkonzentration im Lichtschnittbereich (Entfernung zur Düse: 28 bis 37 mm) als Funktion des radialen Abstands zur Sprayachse. Gleiche experimentelle Bedingungen wie in Abbildung 5-9.

5.3.2 Einfluss der Gasdichte auf die Eigenschaften des Sprays

Zum Zeitpunkt der Einspritzung (in der Nähe vom oberen Totpunkt) kann im Dieselmotor die umgebende Gasdichte um den Faktor 2 bis 3 zwischen einem Saugmotor und einem modernen turboaufgeladenen Motor variieren. Solche Änderungen der Gasdichte im Brennraum können einen wesentlichen Einfluss in der Mischung der umgebenden Luft mit dem flüssigen Spray haben. Dabei werden die Tröpfchengeschwindigkeit sowie das Luft-Entrainment im Spray und deswegen auch die Kraftstoffverdampfung beeinflusst. Diese Effekte haben eine Auswirkung auf die Eindringtiefe der Flüssigphase [Espey, 1995]. In Abbildung 5-11 ist der Einfluss der Kammerdichte auf das Verhalten des flüssigen und dampfförmigen Sprays über der Zeit nach Bestromungsbeginn anhand des Mie-/Schlierenverfahrens dargestellt. Wie für die Temperaturvariation wurden drei Spray-

sequenzen für jede experimentelle Bedingung aufgenommen und die mittlere Eindringtiefe der Flüssig- und Dampfphase wurden für jede Bedingung aufgezeichnet.

Eine Dichtesteigerung von 9,6 auf 13,1 mg/cm³ bei konstanter Kammer Temperatur von 1000 K führt zu einer Verringerung der Eindringtiefe des flüssigen Sprays um ca. 1,5 mm. Eine Veränderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flüssigphase ist in diesem Fall kaum zu erkennen. Espey und Dec haben ebenso beobachtet, dass durch eine steigende Kammerdichte die Propagationsgeschwindigkeit der Strahlspitze abnimmt: Eine Erhöhung der Gasdichte von 11,1 bis 33,2 mg/cm³ bei einer Umgebungstemperatur von 992 K hat zu einer Verkürzung der Eindringtiefe des flüssigen Sprays um 17 mm geführt [Espey, 1995]. Eine höhere Kammerdichte begünstigt den Strahlzerfall und führt zu einer Steigerung des Luft-Entrainments [Ishikawa, 1999].

Bei gesteigerter Kammerdichte breitet sich die Dampfphase langsamer aus. Dies resultiert aus dem höheren aerodynamischen Widerstand. Messungen von Pauer [Pauer, 2001] und Verhoeven et al. [Verhoeven et al., 1998] kommen zum gleichen Ergebnis.

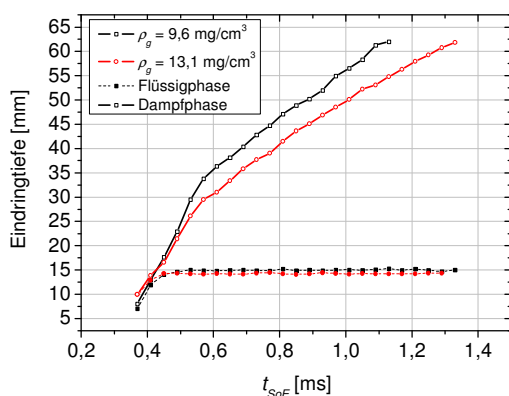


Abbildung 5-11 Mie-/Schlierenmessungen zum Einfluss der Kammerdichte bei konstanter Temperatur ($T_g = 1000$ K) auf das zeitliche Ausbreitungsverhalten des flüssigen und dampfförmigen Sprays. $p_{inj} = 90$ MPa, $q_{inj} = 18$ mm³.

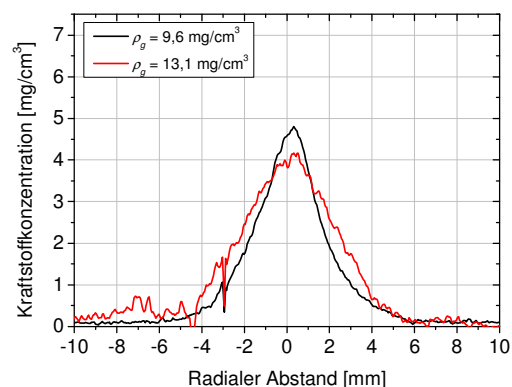


Abbildung 5-12 Mittlere Kraftstoffkonzentration im Lichtschnittbereich (Entfernung zur Düse: 28 bis 37 mm) von Rayleighaufnahmen als Funktion des radialen Abstands zur Sprayachse. Gleiche experimentelle Bedingungen. $t_{SoE} = 1,3$ ms.

Um den Einfluss der Kammerdichte auf die Kraftstoffkonzentration zu bestimmen, wurden zusätzlich Rayleighbilder bei einem Zeitpunkt im Vollhubbereich ($t_{SoE} = 1,3$ ms) aufgenommen (siehe Abbildung 5-13). Für beide Kammerdichten wurden zehn unabhängige Bilder aufgenommen und gemittelt. Es wurde anhand der Polarisationsseigenschaften der Rayleighstreuung sichergestellt, dass der Lichtschnitt sich in einem vollständig verdampften Spraybereich befindet (28 bis 37 mm über der Düsen Spitze). Die mittlere Kraftstoffdichte im Lichtschnittbereich als Funktion des radialen Abstands zur Sprayachse ist in Abbildung 6-12 aufgezeichnet. Dabei ist zu erkennen, dass der Dampfphasenbereich bei höheren Umgebungsdichten breiter ist und dass die Kraftstoffkonzentration an den Sprayrändern höher ist. (FWHM = 3,2 mm bei $\rho_g = 9,6$ mg/cm³ und FWHM = 5 mm bei $\rho_g = 13,1$ mg/cm³). Größere Dampfkegelwinkel bei steigenden Kammergasdichten wurden ebenso in

Schlierenmessungen von Siebers beobachtet [Siebers, 1998]. Grund dieser radialen Sprayausbildung bei zunehmender Kammerdichte ist die größere Interaktion des Sprays mit der umgebenden Atmosphäre.

Die gesamte Kraftstoffmenge $\delta m / \delta y$ in einem Teil des Lichtschnittbereichs bei einem Düsenabstand von 28 bis 32 mm, welcher klein im Vergleich zur gesamten Sprayeindringtiefe ist, wurde mit der in dem Abschnitt 6.1.2 beschriebenen Methode bestimmt. Bei einer Kammerdichte von $\rho_g = 9,6 \text{ mg/cm}^3$ wird eine Kraftstoffdichte von 70 mg/cm gemessen und bei $\rho_g = 13,1 \text{ mg/cm}^3$ liegt die Kraftstoffmenge bei 110 mg/cm^3 .

Kastengren et al. sowie Leick et al. haben gezeigt, dass bei Raumtemperatur für stationäre Sprays eine inverse Proportionalität zwischen der gesamten Kraftstoffmengen und der Spraygeschwindigkeit ($\delta m / \delta y \propto 1 / V_{0y,m}$) zu erwarten ist [Kastengren, 2007; Leick, 2009]. Da mit höherer Gasdichte ρ_g die Spraygeschwindigkeit $V_{0y,m}$ abnimmt, ist dies in Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus Abbildung 6-12. Die Spraygeschwindigkeit $V_{0y,m}$ darf allerdings nicht mit der Strahlspitzengeschwindigkeit verwechselt werden, diese ist generell geringer und in diesem Fall ist die Annahme eines stationären Sprays nicht mehr gültig [Leick, 2009].

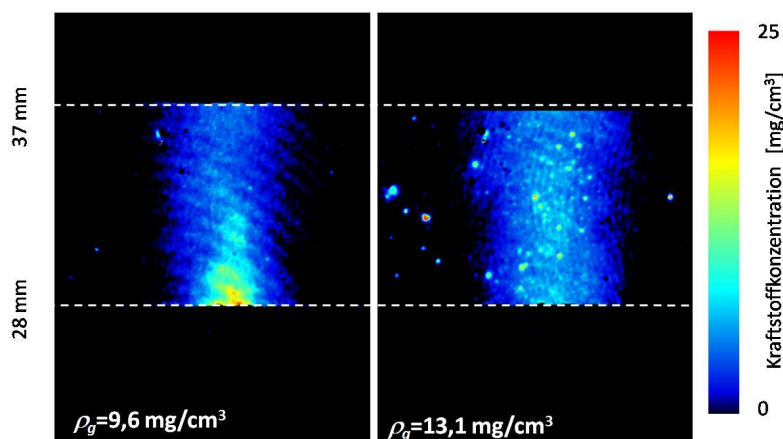


Abbildung 5-13 Rayleighaufnahmen der Kraftstoffdichte bei konstanter Kammerdichte (1000 K). $t_{SoE} = 1,3 \text{ ms}$, $p_{inj} = 90 \text{ MPa}$, $q_{inj} = 18 \text{ mm}^3$ für zwei verschiedene Gasdichten: $\rho_g = 9,6 \text{ mg/cm}^3$ (links) und $\rho_g = 13,1 \text{ mg/cm}^3$ (rechts). Für jede Kammerdichte ist ein mittleres Bild von zehn unabhängigen Aufnahmen unter den gleichen experimentellen Bedingungen erstellt worden.

5.4 Untersuchung des Sprayverhaltens und Ermittlung der Kraftstoffkonzentration bei Variation des Einspritzdrucks

Der Einfluss des Einspritzdrucks auf die motorische Gemischbildung und Verbrennung wurde in der Literatur ausführlich diskutiert. Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse zur Untersuchung des Sprayverhaltens bei Variation des Einspritzdrucks anhand Mie-/Schlieren- und Rayleighverfahren vorgestellt.

Es wurden Messungen für zwei Einspritzdrücke $p_{inj} = 50$ und 90 MPa durchgeführt. Im ersten Schritt wurde die Abhängigkeit der Kraftstoffmenge von der Injektorbestromungszeit für beide Einspritzdrücke durch EMI-Messungen (Einspritz-Mengen-Indikator) bestimmt. Durch Anpassung der Injektorbestromungszeit wurde sichergestellt, dass für beide Einspritzdrücke die gleiche Menge von $q_{inj} = 18 \text{ mm}^3$ (6 mm^3 pro Düsenloch) in die Kammer eingespritzt wurde.

Die Mie-/Schlierenmesstechnik wurde eingesetzt, um die zeitliche Entwicklung der Eindringtiefe der flüssigen und dampfförmigen Strahlspitze für beide Einspritzdrücke zu beobachten. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5-14 dargestellt. Dabei ist zu erkennen, dass bei einer Steigerung des Einspritzdrucks die Geschwindigkeit der Strahlspitze zunimmt. Die maximale Eindringtiefe des flüssigen Sprays wird schneller erreicht. In diesem Beispiel führt eine Druckerhöhung von 50 MPa auf 90 MPa zu keiner Änderung der flüssigen Eindringtiefe (diese bleibt zwischen $13,5$ mm und $14,5$ mm). Kamimoto et al. [Kamimoto, 1987] und Yeh et al. [Yeh, 1993] haben ebenso keinen signifikanten Effekt einer Einspritzdrucksteigerung auf die maximale Eindringtiefe der Flüssigphase bei niedrigeren Temperaturen beobachtet.

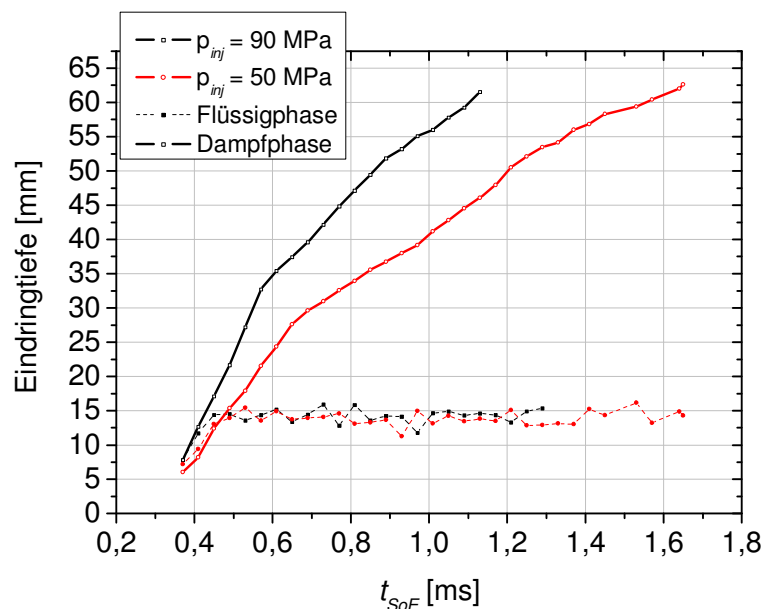


Abbildung 5-14 Messung der Eindringtiefe der flüssigen und dampfförmigen Strahlspitze bei Variation des Einspritzdrucks anhand Mie-/Schlieren Verfahren. $\rho_g = 9,6 \text{ mg/cm}^3$, $q_{inj} = 18 \text{ mm}^3$, $T_g = 1100 \text{ K}$, $p_g = 3,3 \text{ MPa}$. Drei Spraysequenzen wurden für jeden Einspritzdruck mit der Hochgeschwindigkeitskamera erfasst.

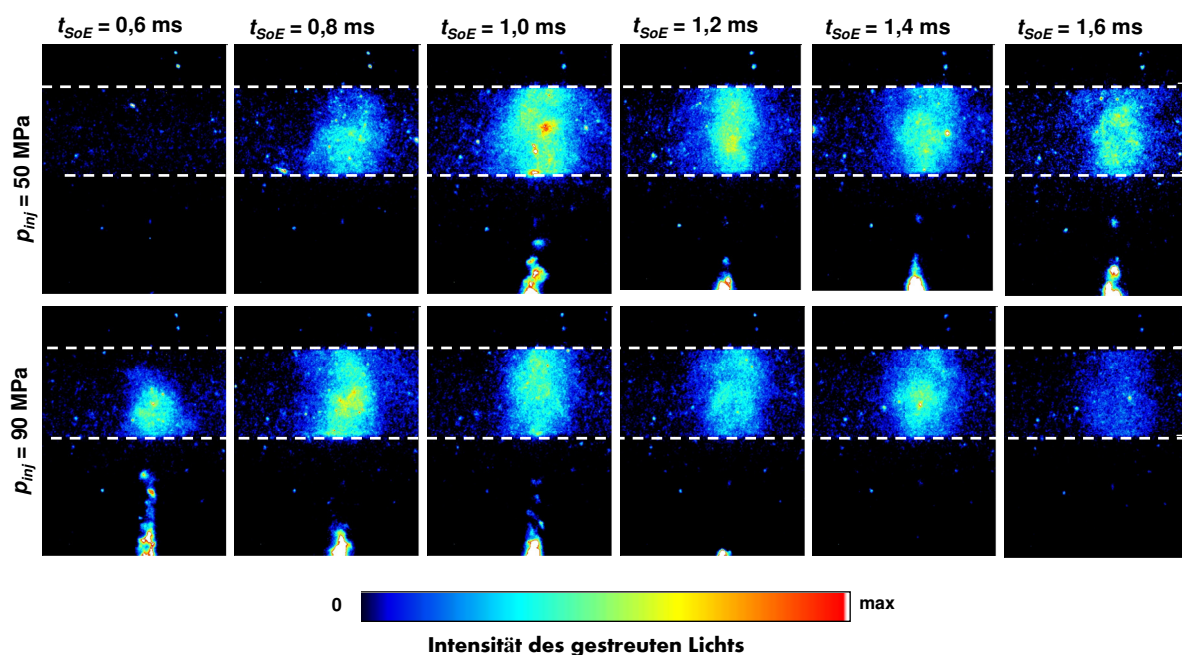


Abbildung 5-15 Rayleighaufnahmen des zeitlichen Verlaufs von der Dampfverteilung im Dieselspray für verschiedene Einspritzdrücke. Kammerdichte $\rho_g = 9,6 \text{ mg/cm}^3$, eingespritzte Kraftstoffmenge: $q_{inj} = 18 \text{ mm}^3$. Für jede Zeit nach Bestromungsbeginn (t_{SoE}) wurden sechs unabhängige Aufnahmen erfasst und gemittelt. Der Lichtschnitt ist mit einem Abstand von 28 bis 37 mm von der Düse positioniert.

Während die Kraftstofftröpfchen nahezu unabhängig vom Einspritzdruck bis zu einem maximalen Wert in die Brennkammer eindringen, breitet sich die Dampfphase kontinuierlich aus, bis das Gemisch auf die Kammerwände auftrifft. Der Vergleich der Eindringtiefe für die Gemischphase bei unterschiedlichen Einspritzdrücken in Abbildung 5-14 und die Rayleigh Bilder des zeitlichen Verlaufs vom Spray in Abbildung 5-15 zeigen eine schnellere Ausbreitung mit steigendem Druck. Dies liegt an der höheren Geschwindigkeit des flüssigen Kraftstoffs. Neben einer früheren Erscheinung des Sprays, ergibt sich deswegen für steigendes Einspritzdrücken auch eine schnellere Gemischbildung. Dadurch, für jede Zeit vor Einspritzende, während die lokale Kraftstoffkonzentration ähnlich bleibt, ist bei höherem Druck das gesamte Volumen von dem Dampfbereich höher.

In Abbildung 5-16 wird die Kraftstoffdampfmenge im quasistationären Bereich ($t_{SoE} = 1.3 \text{ ms}$) für Einspritzdrücke von 50 und 90 MPa dargestellt. Da der Dampfbereich bei höherem Einspritzdruck größer ist, zeigt sich hauptsächlich durch eine längere Eindringtiefe. Eine höhere Kraftstoffkonzentration im Lichtschnittbereich, stromabwärts vom flüssigen, nicht vollständig verdampften Kraftstoff, aber stromaufwärts von der dampfförmigen Strahlspitze ist deswegen nicht zu erwarten. Tatsächlich nimmt die Kraftstoffmenge im Lichtschnittbereich mit steigendem Düsenabstand eher ab, bleibt aber für die zwei Einspritzdrücke ziemlich ähnlich (ca. 100 mg/mm). Dies zeigt, dass eine bessere, schnellere Gemischbildung bei höherem Kraftstoffdruck stattfindet.

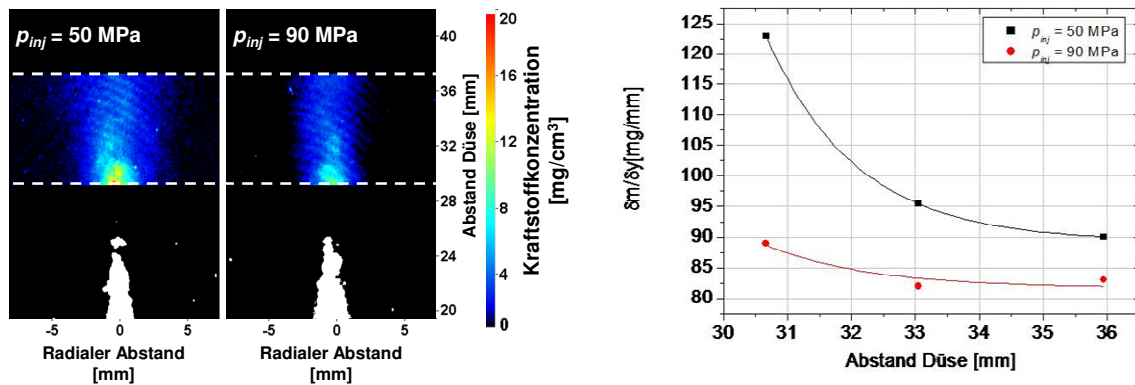


Abbildung 5-16 Links: Rayleighaufnahmen der Kraftstoffkonzentration bei verschiedenen Einspritzdrücken ($p_{inj} = 50 \text{ MPa}$ und 90 MPa) bei gleicher Kammeratmosphäre $\rho_g = 9,6 \text{ mg/cm}^3$, $T_g = 1100 \text{ K}$, eingespritzte Kraftstoffmenge: $q_{inj} = 18 \text{ mm}^3$, $t_{SoE} = 1,3 \text{ ms}$. Rechts: Kraftstoffmenge $\delta m / \delta y$ in Abhängigkeit des Düsenabstands im Lichtschnittbereich für die Rayleighaufnahmen: der Lichtschnittbereich wurde in 3 Bereiche verteilt: von 30 bis 32 mm, von 32 bis 34 mm und von 34 bis 36 mm. Für jeden Bereich wurde die Kraftstoffmenge $\delta m / \delta y$ mit der in Abschnitt 6.1.2 beschriebenen Methode bestimmt und in diesem Graph aufgetragen.

5.5 Zusammenfassung der Rayleigh-Messergebnisse

Die kombinierte Mie/Schlierenmesstechnik ist ein bekanntes Werkzeug zur zeit- und orts aufgelösten Beobachtung des Verhaltens des flüssigen und verdampften Kraftstoffsprays. Zusätzlich zu diesen Verfahren bringt die Rayleighmesstechnik quantitative Informationen über die Kraftstoffkonzentration in vollständig verdampften Spraybereichen. Dank der Nutzung der Polarisierungseigenschaften der Rayleighstreuung kann sichergestellt werden, dass keine flüssigen Tröpfchen im Dampfbereich anwesend sind. Außerdem, könnte mit Propan ein Kalibrierverfahren entwickelt werden, dass Quantifizierung innerhalb eines Messfehlers von 10% erlaubt. Mit dieser Messtechnik können deswegen zuverlässige zeit- und orts aufgelöste Informationen über das Verhalten der Kraftstoffdichte stromabwärts der flüssigen Strahlspitze in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern ermittelt werden.

Die Dampfkonzentration steigt im Spray solange an, bis eine quasi-stationäre Einspritzung und daran gekoppelt ein maximaler Dampfdichtewert erreicht wird. Durch das Schließen der Düsenadel nimmt dann die Einspritzrate ab, was zu einer Senkung der Kraftstoffkonzentration führt.

Aufgrund der Kraftstoffpyrolyse sind quantitative Messungen der Kraftstoffdichte bei Kammertemperaturen über 1000 K nur sehr eingeschränkt möglich. Oberhalb dieser Temperatur ist die thermische Spaltung von Dekanmolekülen in kleinere Kohlenwasserstoffmoleküle ein dominierender Prozess, welcher zur Senkung des effektiven Rayleighstreuquerschnitts führt. Die Kraftstoffkonzentration wird deswegen unterschätzt. Unterhalb dieser Temperaturgrenze (die Kraftstoffpyrolyse ist dort vernachlässigbar), wurde festgestellt, dass die umgebende Temperatur zu keiner wesentlichen Änderung in der Kraftstoffkonzentration führt.

Eine Gasdichteerhöhung in der Kammer bei konstanter Temperatur führt zu einer langsameren Ausbreitung des Sprays. Der Dampfbereich stromabwärts der flüssigen Strahlspitze ist bei einer höheren Umgebungsdichte, aufgrund der größeren Interaktion des Sprays mit der umgebenden Atmosphäre, breiter.

Bei steigendem Einspritzdruck breitet sich die Spraydampfphase schneller aus. Dadurch ergibt sich eine schnellere Gemischbildung. Aufgrund des höheren Einspritzdrucks kommt es zu einer Vergrößerung des Dampfphasenvolumens, die lokale Kraftstoffkonzentration bleibt allerdings nahezu konstant.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Ein besseres Verständnis der Gemischbildung und der Verbrennungsprozesse im Dieselmotor ist nötig, um die Bildung von Schadstoffen wie Ruß und Stickoxiden im Brennraum zu reduzieren. Dazu ist unter anderem ein detailliertes Verständnis der zugrundeliegenden Vorgänge der Kraftstoffverteilung im Brennraum notwendig. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Gemischbildung und die Kraftstoffkonzentration eines Dieselsprays unter motortypischen Bedingungen mit einer aus einem Serienteil abgeleiteten 3-Lochdüse in einer Hochdruck-/Hochtemperaturbrennkammer experimentell untersucht. Dabei wurden zweidimensionale Lasermesstechniken weiterentwickelt und eingesetzt.

Um Informationen über die gesamte Spraystruktur zu erhalten, wurde die kombinierte Mie-/Schlieren-Messtechnik, deren Potenzial bereits von Pauer [Pauer, 2001] untersucht wurde, verwendet. Damit wurden weitere Kenngrößen der Verteilung des flüssigen und dampfförmigen Kraftstoffs im Brennraum gewonnen: Die gesamte Spraygeometrie wurde beobachtet.

Die Rayleighstreuung erweist sich als geeignete Methode zur quantitativen, berührungsfreien, örtlich und zeitlich aufgelösten Messung der lokalen Kraftstoffverteilung in vollständig verdampften Spraybereichen und ist deswegen eine ergänzende Messtechnik zu den vorhandenen Techniken, die es erlaubt quantitative Information über die Kraftstoffdichte zu erhalten. Obwohl diese Messtechnik sehr empfindlich gegenüber an Tropfen und Oberflächen gestreutem Licht ist, kann sie aufgrund des relativ hohen Rayleigh-Streuquerschnitts von Kraftstoffmolekülen verwendet werden, um aus den Dampfgebieten hohe Signalintensitäten zu erhalten. Der Einsatz von reinem Dieselmotorkraftstoff ist allerdings nicht möglich, da seine exakte Zusammensetzung unbekannt ist und seine Komponenten unterschiedliche Rayleighstreuquerschnitte besitzen. Ein Einkomponenten-Kraftstoff (n -Dekan) wurde deswegen verwendet. Um die Signalintensität des dampfförmigen Sprays in der Brennkammer zu einer Kraftstoffkonzentration umzurechnen, wurde eine Kalibriermethode entwickelt. Sie basiert auf Kalibriermessungen, bei denen die Kammer mit einem Referenzgas (Propan) bei verschiedenen Gasdrücken (von 0.1 bis 0.8 MPa) gefüllt wird. Für das Referenzgas wurde zur Bestimmung der Teilchendichte aus dem Druck die Soave-Redlich-Kwong-Gleichung (siehe Anhang A) verwendet. Dank dieser Kalibrierungsmethode konnte die Kraftstoffkonzentration unter verschiedenen Randbedingungen stromabwärts der flüssigen Strahlspitze quantitativ gemessen werden. Kammerdichte und -temperatur sowie Einspritzdruck wurden variiert. Dieses Verfahren erlaubt Messungen innerhalb eines Messfehlers von ca. 4% in der Spraymitte bzw. 10% am Sprayrand. Die Vernachlässigung der Rayleighstreuung an umgebendem Gas in der Kammer führt zusätzlich zu einer leichten Überschätzung der Kraftstoffkonzentration von max. 10%. Die Bestimmung der λ -Werte anstatt der Kraftstoffkonzentration würde allerdings zu noch größeren Ungenauigkeiten führen und würde deswegen in Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt.

Ein weiterer Effekt spielt eine wichtige Rolle bei der Bestimmung der Kraftstoffdampfkonzentration auf Basis der Rayleighstreuung: Die Kraftstoffpyrolyse. Dieser Effekt ist eine naheliegende Erklärung für die experimentellen Beobachtungen und wird mittels der durchge-

fürten Chemkin-Simulationen gestützt. Bei höheren Kammertemperaturen ($T_g > 1000$ K) beeinflusst die Kraftstoffpyrolyse merklich den effektiven Rayleighstreuquerschnitt des Kraftstoff/Luft-Gemischs und begrenzt deswegen die Möglichkeit, die Kraftstoffdampfkonzentration anhand der Rayleighstreuung im dampfförmigen Spray quantitativ zu bestimmen. Dieser Effekt führt zu einer Unterbestimmung der Kraftstoffdichte bei höheren Temperaturen.

Die Rayleighstreuung ist ein elastischer Streuprozess. Um die Kraftstoffkonzentration zu bestimmen, muss eine Überlagerung des Rayleigh-Signals mit unerwünschter Miestreuung vermieden werden. Unerwünschte Streuquellen (im Wesentlichen durch Kammerrückwand, -fenster und Anwesenheit von unerwünschten Partikeln in der Kammer) müssen deswegen minimiert werden. Dafür wurde unter anderen die Kammerrückwand schwarz chromatiert und eine Kombination aus drei Partikelfiltern wurde in die Gasversorgung der Kammer eingebaut. Weitere Quellen für unerwünschtes Streulicht sind die Kraftstofftropfen.. Um das Signal von Tröpfchen von dem des Kraftstoffdampfs zu trennen, wurden die Polarisationsseigenschaften der Mie-/Rayleighstreuung genutzt. Damit können die verschiedenen Spraygebiete in Abhängigkeit der lokalen Tropfendichte getrennt werden (reine Dampfphase, Anwesenheit von einzelnen Tropfen, hohe Tröpfchendichte). Der Versuchsaufbau wurde angepasst, um gleichzeitig zwei Polarisationsanteile aufnehmen zu können. Dieses Verfahren bietet eine Möglichkeit zur Trennung der Regionen in denen bezüglich der Phasenverteilung verschiedenen Bedingungen vorliegen, was mit bereits existierenden Messtechniken, wie zum Beispiel dem Mie/Schlierenverfahren, nicht mit ähnlicher Genauigkeit möglich wäre. Mit dieser Technik kann überprüft werden, ob sich Tröpfchen im Dampfgebiet befinden, welche die quantitativen Messungen der Kraftstoffkonzentration verfälschen würden. Obwohl es kein scharfes Ende des Bereichs gibt, in dem flüssiger Kraftstoff vorliegt, kann dieses Verfahren eine genauere Abschätzung der Eindringtiefe der Flüssigphase als die Mie-/Schlierenmessungen liefern.

In Rahmen dieser Arbeit wurde die Rayleighmesstechnik in einer Hochdruck-/Hochtemperaturbrennkammer mit Wasserstoffvorverbrennung entwickelt. Dieser Versuchsträger ermöglicht Versuche unter vereinfachten Bedingungen und ist deswegen geeignet zur Entwicklung neuer Messtechniken. Aufgrund der Wasserstoffvorverbrennung und dem zugehörigen Befüllvorgang dauert jede einzelne Messung ca. 15 min. Eine stationäre beheizte Kammer, vergleichbar mit der von der Chalmers University of Technology Göteborg (Schweden) [Gronki, 2004], würde die Repetitionsrate der Messungen deutlich erhöhen und den Aufwand einer Messkampagne reduzieren. Außerdem kann die Temperaturverteilung und der Druck innerhalb der Brennkammer vor der Einspritzung besser charakterisiert werden und so können die Messungen unter genauer definierten Bedingungen ablaufen.

Eine der größten Schwächen der Rayleighmesstechnik ist ihre starke Empfindlichkeit gegenüber unerwünschtem elastisch gestreutem Licht. Durch „filtered Rayleigh“ könnte man das unerwünschte Streulicht von Tröpfchen und Kammerwänden ausblenden. Diese Messtechnik wurde bereits zur Messung der Temperatur, des Drucks oder der Geschwindigkeit entwickelt [Forkey, 1996; Hofmann, 1996]. Dabei wird vor dem Detektor ein speziell auf die anregende Wellenlänge angepasster, extrem schmalbandiger Filter angebracht. Die unerwünschte Streuung der Wände und Fenster, welche eine enge spektrale Bandbreite hat wird durch den Filter absorbiert, während das Rayleighsignal aus der Gasphase, welches aufgrund der hohen Temperatur des Dampfs durch den Doppler-Effekt spektral stark verbreitet ist, durch den Filter zu der Kamera transmittiert wird.

Um die Dieselmischbildung und Verbrennung unter möglichst realitätsnahen Bedingungen zu untersuchen, werden Einzylindermotoren mit optischem Zugang durch den Kolbenboden aufgebaut. Diese ermöglichen nicht-intrusive optische Untersuchungen. Die Anwendung der Rayleighmesstechnik zur Bestimmung der lokalen Kraftstoffdampfkonzentration im Brennraum von solchen transparenten Motoren kommt deswegen in Frage. Der Laserlichtschnitt würde statt durch eine Hochdruck/Hochtemperaturbrennkammer durch einen Quarzglaskolben in den Brennraum eingeführt. Durch die Rundung des Quarzglaskolbens würde es zu deutlich mehr unerwünschtem Streulicht im Brennraum kommen. Außerdem befinden durch die Ansaugung von Luft, durch die Kolbenbewegung und durch restliche Rußpartikel deutlich mehr unerwünschte Partikel im Brennraum als in der Brennkammer. Dies würde zu strörendem Streulicht überall im Brennraum führen, das Rayleighsignal würde deswegen überlagert. Aufgrund dieser zahlreichen Quellen an unerwünschtem Streulicht, ist die Anwendung der Rayleigh-Messtechnik in transparenten Motoren nochmals schwieriger als in der Hochdruck-/Hochtemperaturbrennkammer. Weitere Anwendungen werden sich daher auf die Hochdruck-/Hochtemperaturbrennkammer beschränken. Durch die neue Messtechnik werden in Zukunft weitere wertvolle Erkenntnisse über die Kraftstoffdampfverteilung und -Konzentration gewonnen werden.

7 Anhang

Zustandsgleichungen

Die Zustandsgleichung beschreibt den Zusammenhang zwischen den thermodynamischen Zustandsgrößen wie z.B. Temperatur, Volumen oder innerer Energie [Perrot, 1998]. In dieser Arbeit werden Zustandsgleichungen verwendet, um Gasdichten zu berechnen. Die ideale Gasgleichung und drei Gleichungen für reale Gase werden diskutiert: die van-der-Waals-Gleichung, die Redlich-Kwong Gleichung und die Soave-Redlich-Kwong Gleichung. Weitere Zustandsgleichungen wie die Peng-Robinson oder die Dieterici Gleichung finden sich in [Peng, 1976] und in [Sadus, 2002].

Die ideale Gasgleichung

Eine der einfachsten Zustandsgleichung ist die ideale Gasgleichung von Clapeyron (1834),

$$\rho = \frac{p \cdot M}{R \cdot T} \quad \text{mit} \quad \begin{array}{ll} p & \text{Druck [bar]} \\ M & \text{Molare Masse [kg/mol]} \\ R & \text{allgemeine Gaskonstante (8,314 J/mol/K)} \\ T & \text{Temperatur [K]} \\ \rho & \text{Dichte [kg/m}^3\text{]} \end{array}$$

die mit einer guten Näherung die Gase bei hohen Temperaturen und niedrigen Drücken beschreibt. Diese Zustandsgleichung wird allerdings zunehmend ungenau mit abnehmenden Temperaturen und zunehmenden Drücken und beschreibt nicht die Wechselwirkung zwischen den Gasmolekülen. Mehrere verfeinerte Zustandsgleichungen wurden deswegen für Gase und Flüssigkeiten entwickelt. Auch heutzutage gibt es noch keine Zustandsgleichung, die die Eigenschaften aller Substanzen unter allen Bedingungen beschreibt.

Van-der-Waals-Gleichung

1873 wurde eine merkliche bessere Zustandsgleichung von J.D. van der Waals vorgeschlagen [van der Waals, 1873]:

$$\left(p + \frac{a_{vdW} \cdot \rho^2}{M^2} \right) \left(1 - \frac{b_{vdW} \cdot \rho}{M} \right) = \frac{R \cdot T \cdot \rho}{M}$$

a_{vdW} ist der Kohäsionsdruck [Pa·m⁶/mol²] und b_{vdW} das Kovolumen [m³/mol]. a_{vdW} , b_{vdW} können mit Hilfe der kritischen Temperatur T_c und des kritischen Drucks p_c des Gases bestimmt werden:

$$a_{vdW} = \frac{27 \cdot (R \cdot T_c)^2}{64 \cdot p_c} \quad b_{vdW} = \frac{R \cdot T_c}{8 \cdot p_c}$$

Die Tabelle A.1 gibt den van-der-Waals-Koeffizienten für die in dieser Arbeit verwendeten Gase.

Gas	p_c [bar]	T_c [K]	a_{vdW} [bar·l ² /mol ²]	b_{vdW} [l/mol]
C ₃ H ₈	42,5	369,75	9.385	0.09044
SF ₆	37,59	318,65	7.857	0.08786
N ₂	33,999	126,15	1.370	0.0387

Tabelle A.1 Kritische Temperatur, kristischer Druck und van-der-Waals-Koeffizienten für verschiedene Spezies.

Die van-der-Waals-Gleichung prognostiziert die Kondensation, die Übereinstimmung mit experimentellen Daten für die Flüssigphasenbildungsbedingungen ist allerdings begrenzt. Obwohl diese Gleichung in Veröffentlichungen und Büchern vielfach zitiert wird, ist sie heutzutage nicht mehr Stand der Technik.

Redlich-Kwong- und Soave-Redlich-Kwong-Zustandsgleichungen

- **Redlich-Kwong-Gleichung**

Diese 1949 gefundene Gleichung stellt eine Verbesserung der van-der-Waals-Gleichung dar und lautet [Redlich, 1949]:

$$p = \frac{\rho \cdot R \cdot T}{M - \rho \cdot b_{RK}} - \frac{a_{RK} \cdot \rho^2}{(M + \rho \cdot b_{RK}) \cdot M \cdot \sqrt{T}}$$

Den Redlich-Kwong Kohäsionsdruck a_{RK} und das Kovolumen b_{RK} ergeben sich mit:

$$a_{RK} = \frac{0,42748 \cdot R^2 \cdot T_c^{2,5}}{p_c} \quad b_{RK} = \frac{0,08662 \cdot R \cdot T_c}{p_c}$$

Diese Koeffizienten wurden für gewisse Gase berechnet (siehe Tabelle A.2). Durch ihre vergleichsweise einfache Form ist diese Zustandsgleichung jedoch auch heute noch von Interesse. Eine schlechte Näherung zeigt sich für die flüssige Phase, weshalb die Gleichung nicht für Gas-Flüssigkeits-Gleichgewichte herangezogen werden kann. Die Redlich-Kwong Gleichung ist geeignet für die Berechnung in der Gasphase, wenn das Verhältnis von Druck zu kritischem Druck kleiner ist, als die Hälfte des Verhältnisses von Temperatur zu kritischer Temperatur:

$$\frac{p}{p_c} < 0,5 \cdot \frac{T}{T_c}$$

- **Soave-Redlich-Kwong-Gleichung**

Eine Weiterentwicklung der Redlich-Kwong Gleichung stellt die Soave-Redlich-Kwong-Gleichung dar [Soave, 1972]. Sie lautet:

$$p = \frac{\rho \cdot R \cdot T}{M - \rho \cdot b_{SRK}} - \frac{a_{SRK} \cdot \alpha_{SRK}(T, \omega) \cdot \rho^2}{(M + \rho \cdot b_{SRK}) \cdot M}$$

a_{SRK} bzw. b_{SRK} bezeichnen den Kohäsionsdruck bzw. das Kovolumen:

$$a_{SRK} = \frac{0,42747 \cdot R^2 \cdot T_c^2}{p_c} \quad b_{SRK} = \frac{0,08664 \cdot R \cdot T_c}{p_c}$$

$\alpha_{SRK}(T, \omega)$ ist wie folgt definiert:

$$\alpha_{SRK}(T, \omega) = (1 + (0,48058 + 1,5571 \cdot \omega - 0,15613 \cdot \omega^2)(1 - T_r^{0,5}))^2$$

Mit T_r als reduzierter Temperatur: $T_r = T / T_c$ und ω als azentrischem Faktor: $\omega = -\log_{10}(p_s / p_c)_{T_r=0,7} - 1$, p_s ist der Sättigungsdampfdruck bei $T_r = 0,7$. Diese Werte wurden für die in dieser Arbeit verwendeten Gase in Tabelle A.2 dargestellt.

Mit dieser Gleichung wurde im Vergleich zu der van-der-Waals-Gleichung eine wesentliche Verbesserung erreicht, da ein zusätzlicher Korrespondenzparameter eingeführt wurde und damit Feinheiten im Molekulaufbau berücksichtigt werden. Dazu ersetzte Soave den Term der Redlich-Kwong-Gleichung durch die Funktion $\alpha_{SRK}(T, \omega)$.

Gas	a_{RK}	b_{RK}	a_{SRK}	b_{SRK}	ω	$\alpha_{SRK} @$ $T = 28^\circ\text{C}$	$\alpha_{SRK} @$ $T = 132^\circ\text{C}$
C ₃ H ₈	182,797	0,062717	9,50617	0,06272	0,151	1,14457	0,8033
SF ₆	142,495	0,061051	7,9824	0,06166	0,218	1,04577	0,934117
N ₂	15,54	0,03196	1,3832	0,026736	0,0262	0,51247	0,344685

Tabelle A.2 Berechnete Redlich-Kwong- und Soave Redlich-Kwong-Koeffizienten

8 Referenzen

Ademe, Agence de l'environnement et de la maitrise de l'énergie, www.ademe.fr, 2007.

Air Liquide, *Encyclopedie des gaz*, Elsevier, 1976.

Andersson Ö., Collin R., Aldén M., Egnell R., *Laser-Rayleigh Imaging of DME Sprays in an Optically Accessible DI Diesel Truck Engine*, SAE Paper 2001-01-0915, 2001.

Arcoumanis C., Green H.G., Whitelaw J.H., *The application of laser Rayleigh scattering to a reciprocating engine*, SAE Paper 840376, 1984.

Arndt S., Gartung K., Pauer T., Zeh D., Brüggemann D., Egermann J., Ipp W., Wagner V., Leipertz A., *Analysis of high pressure sprays for Diesel and SI engines with direct fuel injection: evaluation of evaporation and spray induced turbulence – Part II: Spray evaporation and quantification of the local fuel air ratio inside the spray*, Proc. ILASS-Europe, 2000.

Autobild, www.autobild.de.

Badock C., *Untersuchungen zum Einfluss der Kavitation auf den primären Strahlzerfall bei der dieselmotorischen Einspritzung*, Dissertation, Universität Darmstadt, 1999.

Bauer W., *Untersuchung der Strahlausbreitung am DI-Dieselmotor mit Hilfe der Hochfrequenz-Schlierenfotographie*, HdT 28./29. März, Motorische Verbrennung – aktuelle Probleme und moderne Messverfahren, Essen, 1995.

Basshuysen R., Schäfer F., *Handbuch Verbrennungsmotor – Grundlagen, Komponenten, Systeme, Perspektiven*, Vieweg Verlag, 3. Auflage, 2005.

Bendat J.S., Piersol A.G., *Random Data: Analysis and Measurement Procedures*, 3rd edition, Wiley Inter-science, 2000.

Bittlinger G., Henle A., Hertlein D., Leick P., Kunz. T., *Optische Methoden zur Bewertung der dieselmotorischen Gemischbildung und Verbrennung*, HdT Konferenz Diesel- und Benzindirekteinspritzung, Berlin, 2006.

Robert Bosch GmbH, *Technische Unterrichtung: Diesel-Speichereinspritzsystem Common Rail*, 1998.

Robert Bosch GmbH, *Diesel-Engine Management: An overview*, The Bosch Yellow Jackets, Edition 2003, 2003.

Robert Bosch GmbH, *Dieselmotormanagement*, 4. Auflage, Vieweg Verlag, 2004.

Born M., Wolf E., *Principles of Optics*, 6th edition, Pergamon Oxford, 1980.

Brackmann C., Bood J., Bengtsson P.E., Seeger T., Schenk M., Leipertz A., *Simultaneous Vibrational and Pure Rotational Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy for Temperature and Multispecies Concentration Measurements Demonstrated in Sooting Flames*, *Applied Optics*, 41, 564-572, 2002.

Bruneaux G., *Liquid and Vapor Spray Structure in High-Pressure Common Rail Diesel Injection*, *Atomization and Sprays*, 11, 533-556, 2001.

Bruneaux G., *Mixing Process in High Pressure Diesel Jets by Normalized Laser Induced Exciplex Fluorescence – Part I: Free Jet*, SAE Paper 2005-01-2000, 2005.

Canaan R.E., Dec J.E., Green R.M., Daly D.T., *The Influence of Fuel Volatility on the Liquid-Phase Fuel Penetration in a Heavy-Duty D.I. Diesel Engine*, SAE Paper 980510, 1998.

Chraplyvy A.R., *Non intrusive measurement of vapour concentration inside Spray*, *Applied Optics*, 20, 2620-2624, 1981.

Clemens N.T., *Flow Imaging*, in: *Encyclopedia of Imaging Science and Technology*, Wiley, New York, 390-419, 2002

Dec J.E., *A conceptual model of DI Diesel combustion based on laser-sheet imaging*, SAE Paper 970873, 1997.

Dec J.E., Canaan R.E., *PLIF Imaging of NO Formation in a D.I Diesel Engine*, SAE Paper 980147, 1998.

Deutsche BP Aktiengesellschaft, *Das Buch vom Erdöl*, 4. Auflage, Reuter & Klöckner Verlagsbuchhandlung Hamburg, 1978.

Dohle U., Dürnholz M., Stein J.-O., *Einflüsse künftiger Hochdruck-Dieseinspritzsysteme auf Akustik und Emissionsverhalten moderner Verbrennungsverfahren*, 25. Internationales Wiener Motorsymposium, 2004.

Drallmeier J.A., *Hydrocarbon Vapor Measurements in Fuel Sprays: A Simplification of the Infrared Extinction Technique*, *Applied Optics*, 33, 7175-7179, 1994.

Eckbreth A.C., *Laser Diagnostics for combustion temperature and species*, 2nd Edition, Combustion science & technology book series, volume 3, Gordon and Breach Publishers, 1988.

Edwards C.F., Siebers D.L., Hoskin D.H., *A Study of the Autoignition Process of a Diesel Spray via High Speed Visualization*, SAE Paper 920108, 1992.

Espey C., Dec J.E., *The Effect of TDC Temperature und Density on the Liquid-Phase Fuel Penetration in a D.I. Diesel Engine*, *Trans. SAE*, 104, pp. 1400-1414, 1995.

Espey C., Dec J.E., Litzinger T., Santavicca D.A., *Planar Laser Rayleigh Scattering for Quantitative Vapor-Fuel Imaging in a Diesel Jet*, *Combust. Flame*, 109, 65-86, 1997.

Fielding J., Frank J.H., Kaiser S.A., Smooke M.D., Long M.B, *Polarized/Depolarized Rayleigh Scattering for Determining Fuel Concentration in Flames*, Proc. Combustion Institute, 29,. 2703-2709, 2002.

Fließbach T., *Elektrodynamik – Lehrbuch zur Theoretischen Physik II*, 2. Auflage, Spektrum Akademischer Verlag, 1997.

Flügge S., *Handbuch der Physik – Band 24: Grundlagen der Optik*, Springer-Verlag, Berlin, 1956.

Forkey J.N., *Development and demonstration of filtered Rayleigh scattering – a laser based flow diagnostic for planar measurement of velocity, temperature and pressure*, Dissertation Princeton University of Technology, 1996.

Fuchs H.P., Winklhofer E., *Diesel fuel spray visualization by laser induced fluorescence*, SAE Paper 914166, 1991.

Fujimoto H., Choi D., Shima Y., Senda J., *Two-dimensional imaging of fuel vapour concentration by use of LIEF technique during mixture formation process in a DI diesel engine*, Meas. Sci. Technol. 13, 391-400, 2002.

Gardiner W.C., Hidaka Y., Tanzawa T., *Refractivity of combustion gases*, Combust. Flame, 40, 213-219, 1981.

Glantschnig W.J., Chen S.H., *Light Scattering from Water Droplets in the Geometrical Optics Approximation*, Applied Optics, 20, 2499-2509, 1981.

Gronki J., Schulz C., Scharr H., *Correction of beam steering effects in 2d-laser-diagnostic measurements in combustion engines by image post processing*, EUROOTHERM Seminar 2002, Visualisation, Imaging and Data Analysis in Convective Heat and Mass Transfer, Reims, France, 2002.

Gronki J., *Quantitative Visualisierung der Gemischbildung, Verbrennung und Schadstoffbildung eines Dieselsprays in einer Hochtemperatur-Hochdruck-Zelle durch multiple mehrdimensionale Laserdiagnostik*, Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2003.

Heinze T., Schmidt T., *Fuel-Air Ratios in an injection Jet, determined Injection and Autoignition by Pulsed Spontaneous Raman Spectroscopy*, SAE Paper 892102, 1989.

Henle A., *Entkopplung von Gemischbildung und Verbrennung bei einem Dieselmotor*, Dissertation, TU München, 2006.

Herzberg G., *Molecular Spectra and Molecular Structure (Volume I – Spectra of Diatomic Molecules)*. Krieger Publishing Company, 1950.

Heywood J.B., *Internal Combustion Engine Fundamentals*, McGraw Hill, 1988.

Higgins B.S., Müller C.J., Siebers D.L., *Measurements of Fuel Effects on Liquid-Phase Penetration in DI Sprays*, SAE Paper 1999-01-0519, 1999.

Hiroyasu H., Arai M., *Structure of Fuel Sprays in Diesel Engines*, SAE Paper 900475, 1990.

Hofmann D., Leipertz A., *Temperature field measurements in a sooting flame by filtered Rayleigh scattering (FRS)*, Proc. Combustion Institute, 26, 945-950.

Huber E.W., Stock D., Pischinger F., *Untersuchung der Gemischbildung und Verbrennung im Dieselmotor mit Hilfe der Schlierenmethode*, MTZ 32, 317-327, 1971.

Idicheria C.A., Pickett L.M., *Quantitative Mixing Measurements in a Vaporizing Diesel Spray by Rayleigh Imaging*, SAE Paper 2007-01-0647, 2007.

Ishikawa N., Zhang L., *Characteristics of Air-Entrainment in a Diesel Spray*, SAE Paper 1999-01-0522, 1999.

Ipp W., Lindner R., Goldlücke J., Lutz M., Schmitz I., Leipertz A., *Einspritzkammerprüfstände für die optische Untersuchung von Diesel-Einspritzdüsen unter motorisch relevanten Bedingungen, Motorische Verbrennung - Aktuelle Probleme und moderne Lösungsansätze (VII. Tagung)*, A. Leipertz (Hrsg.) BEV-Heft 5.1, ESYTEC GmbH, Erlangen, 2005, pp. 223-232.

Jackson J.D., *Classical Electrodynamics*, Wiley New York, 1998.

Kaiser S.A., Long M.B., *Quantitative planar laser-induced fluorescence using naphthalenes as fuel tracers*, Proc. Combust. Institute, 30, 555-1563, 2005.

Kamimoto T., Yokota H., Kobayashi H., *Effects of the High Pressure Injection on Soot Formation Processes in a Rapid Compression Machine to Simulate Diesel Flames*, Transactions of SAE, 96, 4783-4781, 1987

Kamimoto T., *Diagnostics of Transient Sprays by Means of Laser Sheet Techniques*, Comodia 94, 1994.

Kastengren A.L., Powell C.F., Riedel T., Cheong S.-K., Wang Y., Im K.-S., Liu X., Wang J., *Determination of Diesel Spray Axial Velocity Using X-Ray Radiography*, SAE-Paper 2007-01-0666, 2007.

Kerker M., *The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation*, Academic Press, 1969.

Kfz-Auskunft, www.kfz-auskunft.de

Khatchikian P., Harndorf H., Knopf M., *Dependence of the particle size distribution on the injection pressure of a modern diesel engine with a 1600 bar common-rail injection system*, Proc. FISITA World Automotive Congress, Paper V027, 2004.

Kim T., Ghandhi J.B., *Characterization of Evaporating Diesel sprays Using Exciplex Laser-Induced Fluorescence Measurements*, Atomization and Sprays, 13, 535-559, 2003.

Kosaka H., Kamimoto T., *Quantitative Measurement of Fuel Vapor Concentration in an Unsteady Evaporating Spray via a 2-D Mie-Scattering Imaging Technique*, SAE Paper 932653, 1993.

Kraftfahrt-Bundesamt, *Der Fahrzeugbestand am 1. Januar 2008*, Jahresband 2008.

Krehl P., Engemann S., *August Toepler - The first who visualized shock waves*, Shock Waves, 5, 1-18, 1995.

Kronemayer H., Bessler W.G., Schulz C., Gas-phase temperature imaging in spray systems using multi-line NO-LIF thermometry, Applied Physics B, 81, 1071-1074, 2005

Kuchling H., *Taschenbuch der Physik*, Fachbuchverlag Leipzig-Köln, 1991.

Lefebvre A.H., *Atomization and Sprays*, Taylor & Francis, 1989.

Leick P., Riedel T., Bittlinger G., Powell C.F., Kastengren A.L., Wang J., *X-Ray Measurements of the Mass Distribution in the Dense Primary Break-Up Region of the Spray from a Standard Multi-Hole Common-Rail Diesel System*, Proc. ILASS Europe 07, Mugla, 2007.

Leick P., *Quantitative Untersuchungen zum Einfluss von Düsengeometrie und Gasdichte auf den Primärzerfallsbereich von Sprays*, Dissertation, TU Darmstadt, 2008.

Leick P., Kastengren A.L., Liu Z., Wang J., Powell C.F., *X-Ray Measurements of the Mass Distributions in the Near-Nozzle Region of Spray from Standard Multi-Hole Common Rail Diesel Injection Systems*, Proc. ICLASS 2009, Colorado USA, 2009.

Leipertz A., *Temperaturbestimmung in Gasen mittels linearer und nicht-linearer Raman-Prozesse*, Habilitationsschrift, Ruhr-Universität Bochum, 1984.

Lorenz L., *On the identity of the vibrations of light with electrical currents*, Philos. Mag. 34, 287-301, 1867.

Mayer K., *Pyrometrische Untersuchung der Verbrennung in Motoren mit Common-Rail-Direkteinspritzung mittels einer erweiterten Zwei-Farben-Methode*, Dissertation, Universität Karlsruhe, 2000.

Melton L.A., Verdick J.F., *Vapor/Liquid Visualization in Fuel Sprays*, Proc. Combustion Institute, 20, 1238-1290, 1984.

Melton L.A., Verdick J.F., *Vapor/liquid visualization for fuel sprays*, Combust. Sci. Technol., 42, 217-222, 1985.

Merker G., Stiesch G., *Technische Verbrennung, Motorische Verbrennung*, Teubner, Stuttgart, Leipzig, 1999.

Merker G., Schwarz C., Stiesch G., Otto F., *Verbrennungsmotoren – Simulation der Verbrennung und Schadstoffbildung*, 2. Auflage, B.G. Teubner Verlag, Wiesbaden, 2004.

Mie G., *Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen*, Annalen der Physik, vierte Folge, Band 25, 1908.

Miles R.B., Lempert W.R., Forkey J.N., *Laser Rayleigh scattering*, Meas. Sci. and Technol., 12 , R33-R51, 2001.

Naber J.D., Siebers D.L., *Effects of Gas Density and Vaporization on Penetration and Dispersion of Diesel Sprays*, SAE-Paper 960034, 1996.

Nishida K., Nomura S., Matsumoto Y., *Spray and Mixture Properties of Group-Hole Nozzle for DI Diesel Engines*, ICLASS06-171, 2006.

Ohnesorge, W., *Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen*, Z. Angew. Math. Mech., 16, 355-358, 1936.

Oren D., Wahiduzzaman S., Ferguson C.R., *A Diesel Combustion Bomb: Proof of Concept*, SAE Paper 852102, 1985.

Oren D., Wahiduzzaman S., Ferguson C.R., *A Multidimensional Data Set for Diesel Combustion Model Validation: I-Initial Conditions, Pressure History and Spray Shapes*, SAE Paper 872087, 1987.

Partington J.R., *An advanced treatise on physical chemistry*, vol. IV, Physico-Chemical Optics, Longmans, Green, London, 1953.

Pastor J.V., López J.J., Julià J.E., Benajes J.V., *Planar Laser Induced Fluorescence fuel concentration measurements in isothermal Diesel sprays*, Opt. Express 10, 309-323, 2002.

Pauer T., Wirth R., Brüggemann D., *Zeitaufgelöste Analyse der DI-Dieselmischbildung mittels kombinierter Schlieren-/Streulichtmeßtechnik*, HdT 16./17. Mrz – Motorische Verbrennung – aktuelle Probleme und moderne Lösungsansätze (IV) Tagung, Essen, 1999.

Pauer T., *Laseroptische Kammeruntersuchungen zur dieselmotorischen Hochdruckeinspritzung – Wirkkettenanalyse der Gemischbildung und Entflammung*, Dissertation, Universität Stuttgart, 2001.

Pagel S., Stiesch G., Merker G., *Modeling the Evaporation of a Multicomponent Fuel*, Proc. Twelfth International Heat Transfer Conference, 2002.

Peng D.Y., Robinson D.B., *A New Two-Constant Equation of State*, Industrial and Engineering Chemistry: Fundamentals, 15, 59-64, 1976.

Perrot P., *A to Z of Thermodynamics*, Oxford University Press, 1998.

Pischinger R., Klell M., Sams T., *Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine – Der Fahrzeugantrieb*, Springer-Verlag, 2002.

Pischinger S., *Verbrennungsmotoren – Band II*, Vorlesung RWTH Aachen, 21. Auflage, 2000.

Potz D., Christ W., Dittus B., *Diesel Nozzle – the determining interface between injection system and combustion chamber*, Proc. THIESEL Conference, Valencia 2000.

Raatz T., *Untersuchungen zur homogenen Dieselerbrennung*, Technische Dissertation, Universität Braunschweig, 2003.

Raman C., Krishnan K., *A New Type of Secondary Radiation*, Nature, 1928.

Raffel M., Willert C., Kompenhans J., *Particle Image Velocimetry – A Practical Guide*, Springer Verlag Berlin Heidelberg, 1988.

Redlich O., Kwong J N S, *On the Thermodynamics of Solutions. V-An Equation of State*, Chem. Rev. (Washington D.C.) 44, 233-244, 1949.

Reitz R.D., Bracco F.V., *Mechanisms of Breakup of Round Liquid Jets*, The Encyclopedia of Fluid Mechanics, Band 3, Gulf Publishing, 1986.

Renner G., Maly R.R., *Moderne Verbrennungsdiagnostik für die dieselmotorische Verbrennung*, Dieselmotorentechnik: aktueller Stand und Entwicklungstendenzen, Kontakt & Studium, Band 553, Malsheim, 1998.

Riva J.E., Reggiori A., Daminelli G., *Diesel Spray Combustion Rate Enhancement by Increasing Injection Pressure*, SAE-Paper 930926, 1993.

Sadus R.J., *The Dieterici alternative to the van der Waals approach for equations of state: second virial coefficients*, Chem. Phys., 2002, 4, 919-921, 2002.

Schmalzing C.O., Stapf P., Maly R.R., Renner G., Stetter H., Dwyer H.A., *A Holistic Hydraulic and Spray Model – Liquid and Vapor Phase Penetration of Fuel Sprays in DI Diesel Engines*, SAE-Paper 1999-01-3546, 1999.

Schmid P., *Untersuchung der gravimetrischen Partikelmesstechnik im Hinblick auf zukünftige Abgasgrenzwerte*, Dissertation, TU Darmstadt, 2001.

Schneider B.M., *Experimentelle Untersuchungen zur Spraystruktur in transienten, verdampfenden und nicht verdampfenden Brennstoffstrahlen unter Hochdruck*, Dissertation ETH Zürich, 2003.

Schulz C., Sick V., *Tracer LIF diagnostics: quantitative measurement of fuel concentration, temperature and air/fuel ratio in practical combustion situations*, Progress in Energy and Combustion Science, 31, 75-121, 2005.

Schulz C., Gronki J., Andersson S., *Multi-species laser-based imaging measurement in a Diesel spray*, SAE Paper 2004-01-1917, 2004.

Schulz C., Koch J.D., Davidson D.F., Jeffries J.B., Hanson R.K, *Ultraviolet absorption spectra of shock-heated carbon dioxide and water between 900 and 3050 K*, Chemic. Phys. Lett. 355, 82-88, 2002.

Settles G.S., *Schlieren and Shadowgraph Techniques: Visualizing Phenomena in Transparent Media*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New-York, 2001.

Siebers, D.L., *Liquid-Phase Fuel Penetration in Diesel Sprays*, SAE Paper 980809, 1998.

Sitkei G., *Kraftstoffaufbereitung und Verbrennung bei Dieselmotoren*, Springer Verlag, Berlin, 1964.

Soave J., *Equilibrium Constants from a Modified Redlich-Kwong Equation of State*, Chem. Eng. Sci., 27, 1197-1203, 1972.

Sutton J.A., Driscoll J.F., *Rayleigh scattering cross sections of combustion species at 266, 355 and 532 nm for thermometry applications*, Optics Letters, 29, 2620-2622, 2004.

Stiesch G., *Modeling Engine Spray and Combustion Processes*, Springer Verlag, 2003.

Suzuki M. , Nishida K., Hiroyasu H, *Simultaneous concentration measurements of vapour and liquid in an evaporating Diesel spray* , SAE Paper 930863, 1993.

Swithenbank J., Cao J., Hamidi A., *Spray Diagnostics by Laser Diffraction*, Combustion Measurement, ed. N. Chigier, 197-227, Washington, 1991.

Uhl M., *Simultane laseroptische Detektion der flüssigen und dampfförmigen Phase bei der Diesel Direkteinspritzung*, Dissertation, Universität Stuttgart, 2004.

van de Hulst H.C., *Light scattering by small particles*, Dover Publication Inc. New York, 1981.

van der Waals J. D. ,*On the Continuity of the Gaseous and Liquid States*, Dissertation, Universiteit Leiden, 1873.

VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen, *VDI-Wärmeatlas – Berechnungsblätter für den Wärmeübergang*, 7. erweiterte Auflage, VDI Verlag, 1994.

Verhoeven D., Vanhemelryck J.-L., Baritaud T., *Macroscopic and Ignition Characteristics of High-Pressure Sprays of Single-Component Fuels*, SAE Paper 981069, 1998.

Vogel A.I., *Physical properties and chemical constitution of aliphatic hydrocarbons*, J. Chem. Soc. 9, 1833-1855, 1946.

Vortisch H., *Beobachtung von Phasenübergängen in einzeln levitierten Schwefelsäuretröpfchen mittels Raman-Spektroskopie und elastischer Lichtstreuung*“, Dissertation, FU Berlin, 2002.

Warnatz J., Maas U., Dibble R.W., *Verbrennung – Physikalisch-Chemische Grundlagen, Modellierung und Simulation, Experimente, Schadstoffentstehung*, Springer Verlag, 3. Auflage, 2003.

Winter J.; Dittus B. ; Kerst A.; Muck O.; Schulz R.; Vogel A., *Nozzle Hole Geometry – a Powerful Instrument for Advanced Spray Design*, Proc. THIESEL Conference, Valencia, 2004.

Wirth R., *Entwicklung von kombinativen optischen Messtechniken zur Untersuchung der Strahlausbreitung, Gemischbildung und Zündung unter dieselmotorischen Temperaturen und Drücken*, Dissertation, Universität Stuttgart, 1997.

Yeh C.-N., Kamimoto T., Kobori S., Kosaka H., *2-D Imaging of Fuel Vapor Concentration in a Diesel Spray via Exciplex-Based Fluorescence Technique*, SAE-Paper 932652, 1993.

Zeh D., *Entwicklung und Einsatz einer kombinierten Raman/Mie-Streulichtmesstechnik zu ein- und zweidimensionalen Untersuchung der dieselmotorischen Gemischbildung*, Dissertation, Universität Stuttgart, 2003.

Zeldovitch, Y., *The Oxidation of Nitrogen in Combustion and Explosions*, Acta Physicochemica, USSR, 21, 577-628, 1946.

Zhang L, Tsurushima T., Ueda T., Ishii Y., Itou T., Minami T., Yokota K., *Measurement of Liquid Phase Penetration of Evaporating Spray in a DI Diesel Engine*, SAE Paper 971645, 1997.

Zhang Y., Nishida K., Yoshozadi T., *Characterization of Droplets and Vapor Concentration Distributions in Split-Injection Diesel Spray by Processing UV and Visible Images*, Comodia Symp. 2001.

Zhao H., Ladommatos N., *Optical Diagnostics for In-Cylinder Mixture Formation Measurements in IC Engines*, Prog. Energy Combust. Sci. 24, 297-336, 1998.

Zhao F.Q., Hiroyasu H., *The Applications of Laser Rayleigh Scattering to Combustion Diagnostics*, Prog. Energy Combust. Sci., 19, 447-485, 1993.